SERIE A, N° 3902
N° D'ORDRE : 4753

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

JULES SIX

licencié ès-sciences physiques

1ère THESE - ETUDE EXPERIMENTALE DES DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES DES Λ^0 ET DES Σ^-.

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 8 Juin 1962 devant la Commission d'Examen.

MM. TEILLAC — Président

BERTHELOT
MICHEL
LEPRINCE-RINGUET — Examinateurs

SERIE A, N° 3902
N° D'ORDRE : 4753

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

JULES SIX

licencié ès-sciences physiques

1ère THESE - ETUDE EXPERIMENTALE DES DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES DES Λ° ET DES Σ^{-}.

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 18 Juin 1962 devant la Commission d'Examen.

MM. TEILLAC — Président

BERTHELOT
MICHEL
LEPRINCE-RINGUET — Examinateurs

R. GENNEP
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

INTRODUCTION

Le travail qui est présenté ici doit être replacé dans le cadre d'une oeuvre collective qui s'est faite autour de la construction et de l'exploitation de chambres à bulles à liquides lourds. L'idée directrice a été d'employer un liquide lourd de faible longueur de radiation de façon à avoir, à côté de la chambre à hydrogène, un excellent détecteur d'électrons de grande énergie ou de paires d'électrons de matérialisation de rayons γ.

Une première chambre de dimensions réduites (30 × 20 × 20 cm) sans champ magnétique, a servi à mesurer, par visibilité directe des γ du π^0, le rapport $\frac{K_1^0 \longrightarrow \pi^0 + \pi^0}{K_1^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-}$ (1). Une deuxième chambre de dimensions plus importantes (100 × 50 × 50 cm) avec champ magnétique, fut ensuite construite et une première série de photos réalisée auprès de l'accélérateur Saturne à Saclay : c'est elle qui est la source de ce travail.

Au début de cette expérience, en 1960, l'un des problèmes physiques à l'ordre du jour était celui des désintégrations leptoniques des hypérons. Après la découverte de la non-conservation de la parité dans les interactions faibles, il s'est avéré que l'ensemble des désintégrations β des noyaux pouvait s'interpréter par une interaction du type de Fermi où les fermions sont couplés deux à deux par un couplage vectoriel (constante C_V) et un couplage axial tel que $C_V \sim -C_A$. De plus on trouva que la désintégration du méson μ pouvait s'interpréter de la même façon avec les mêmes constantes de couplage. L'idée d'une interaction *universelle* de Fermi de type V-A prit alors de l'importance ; par analogie avec la désintégration β du neutron, les désintégrations leptoniques des Λ^0 et Σ^- étaient attendues et cette théorie permettait d'en calculer les proportions, par rapport aux modes pioniques habituels (2) :

$\Lambda^0 \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}$: 1,6% $\Sigma^- \longrightarrow n + e^- + \bar{\nu}$: 5,6%

$\Lambda^0 \longrightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$: 0,3% $\Sigma^- \longrightarrow n + \mu^- + \bar{\nu}$: 2,5%

Une règle théorique $\frac{\Delta S}{\Delta Q} = 1$ prévoyait par ailleurs l'absence de désintégrations leptoniques du Σ^+.

---

(1) C. Baglin, M. Bloch, V. Brisson, J. Hennessy, A. Lagarrigue, P. Mittner, P. Musset, A. Orkin-Lecourtois, P. Rançon, A. Rousset, A.M. Saruis, X. Sauteron, J. Six, Nuovo Cimento - *18*, 1043 (1960).

(2) R.E. Behrends et C. Fronsdal - Phys. Rev. *106*, 345, 1957.
R.P. Feynmann et M. Gell-Mann - Phys. Rev. *109*, 193, 1958

Du point de vue expérimental, aucun Σ^+_β sûr n'avait été trouvé et les premières recherches de Λ^0_β et Σ^-_β, peu fructueuses semblaient bien contredire les valeurs théoriques (Tableau 1).

Détecteurs	Nature du faisceau	Λ^0_β	Nombre total efficace de Λ^0_β (1)	Σ^-_β	Nombre total efficace de Σ^-_β (1)
Emulsions (2)	K^- ~ 300 Mev/c	-	-	1 ?	?
CB Propane (3)	π^- ~ 1,2 Gev/c	0	380	0	62
CB à hydr. (4)	π^- ~ 1,23 Gev/c	1	1042	0	49
CB à hydr. (5)	K^- ~ 230 Mev/c	1	107	0	66
Total des évènements		2	1529	1 ?	~ 200

TABLEAU I - Premières expériences sur les Λ^0_β et Σ^-_β

Dans les émulsions l'évènement trouvé peut être dû à un Σ^- ou à un Σ^+ et être soit $\Sigma^\pm_\beta$ soit $\Sigma^\pm_\mu$; il fut reporté à l'époque sans statistique utile pour le rapport de branchement du Σ^-_β. Sur 1500 Λ^0, 2 Λ^0_β seulement furent reconnus comme tels ce qui mettait sérieusement en doute le rapport théorique de 1,6%. Il est à signaler par ailleurs que ces deux Λ^0_β trouvés le furent dans des expériences prévues pour d'autres buts. Le premier fut reconnu par un rayon δ providentiel sur l'électron, le second fut également trouvé par le dépouillement.

Le désaccord avec la théorie universelle des interactions faibles - théorie simple et donc attractive - était trop important pour lui laisser quelque doute. Il nous a semblé qu'une expérience dont le but premier fut la recherche de ces désintégrations leptoniques était intéressante et que la chambre à bulles à liquides lourds devait être un instrument de choix pour voir directement les électrons de Λ^0 ou $\Sigma^\pm$.

L'accélérateur Saturne de 3 Gev de Saclay pouvait alors nous fournir soit des faisceaux de π^- capables de donner des Λ^0 et des Σ^-

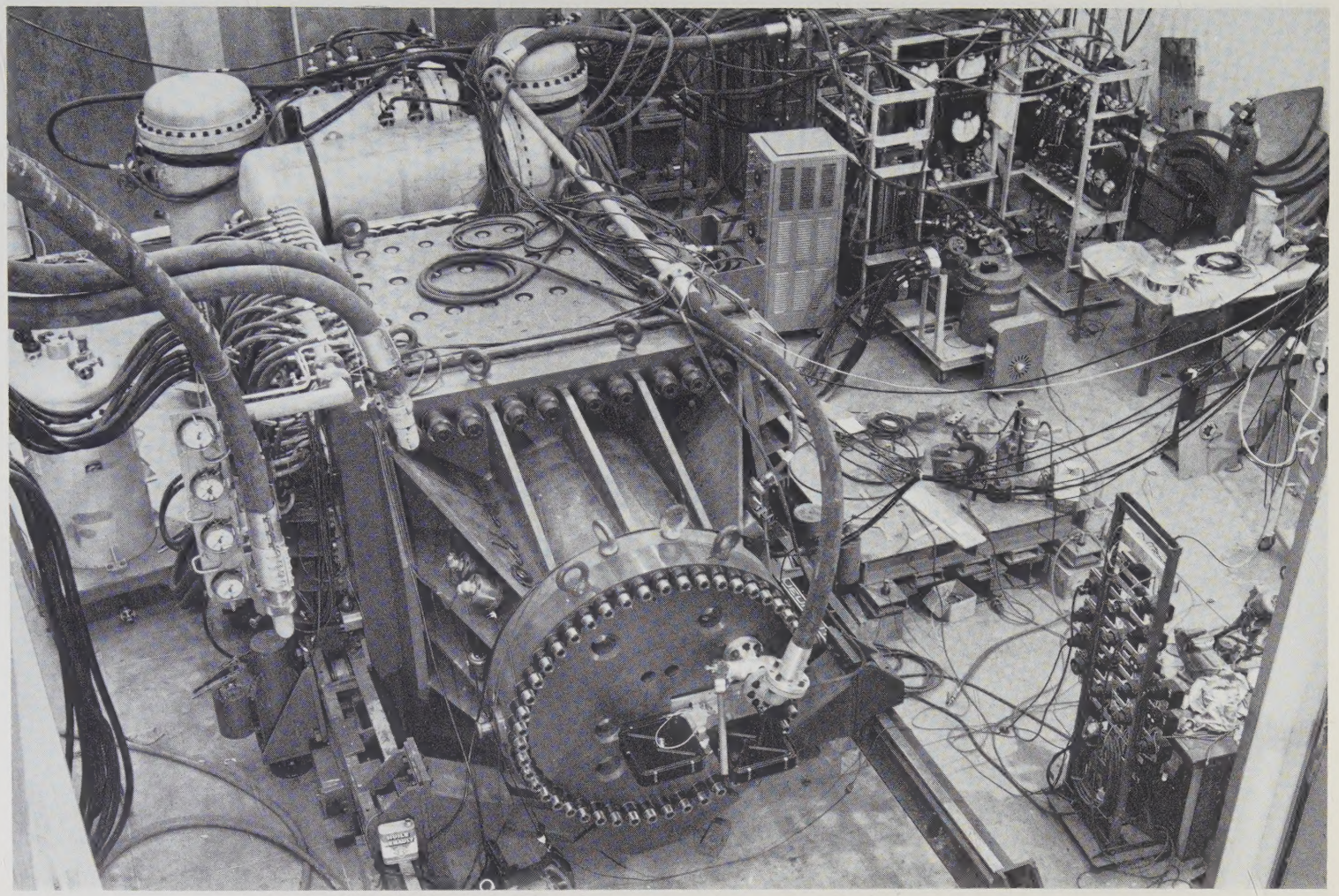
(1) Ce nombre tient compte de l'efficacité de détection du Λ^0_β (ou Σ^-_β) et comprend les désintégrations $\Lambda^0 \longrightarrow n + \pi^0$.
(2) J. Hornbostel et E.O. Salant - Phys. Rev. *102*, 502, 1956.
(3) Eisler et al - Phys. Rev. *112*, 979, 1958.
(4) F. Crawford, M. Cresti, M.L. Good, G.R. Kalbfleisch, M.L. Stevenson, H.K. Ticho - Phys. Rev. let. *1*, 377, 1958.
(5) P. Nordin, J. Oscar, L. Reed, A.M. Rosenfeld, F.T. Solmitz, H.D. Taft, R.D. Tripp - Phys. Rev. Let. *1*, 380, 1958.

soit des faisceaux de π^+ capables de donner des Λ° et des Σ^+. Dans ce genre de faisceau le nombre attendu de Σ est limité et il était préférable de s'intéresser aux $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$ plutôt qu'aux $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$ dont la présence était suspectée, et ainsi de choisir un faisceau de π^-.

Dans les conditions de l'expérience projetée (mélange utilisé : $C_3H_8 + CF_3Br$ en volume égal, moment des π^- : 1,15 Bev/c à l'entrée dans la chambre, 100.000 photos ayant en moyenne 10 π^- par photo) nous pouvions espérer produire dans la chambre environ 4.500 Λ° et 600 Σ^-.

C'était à la fois disposer d'une statistique plus importante que celle existant déjà (1500 Λ° et 200 Σ^-) et baser la recherche des désintégrations leptoniques sur une méthode plus directe que celle employée dans les chambres à hydrogène ou à propane.

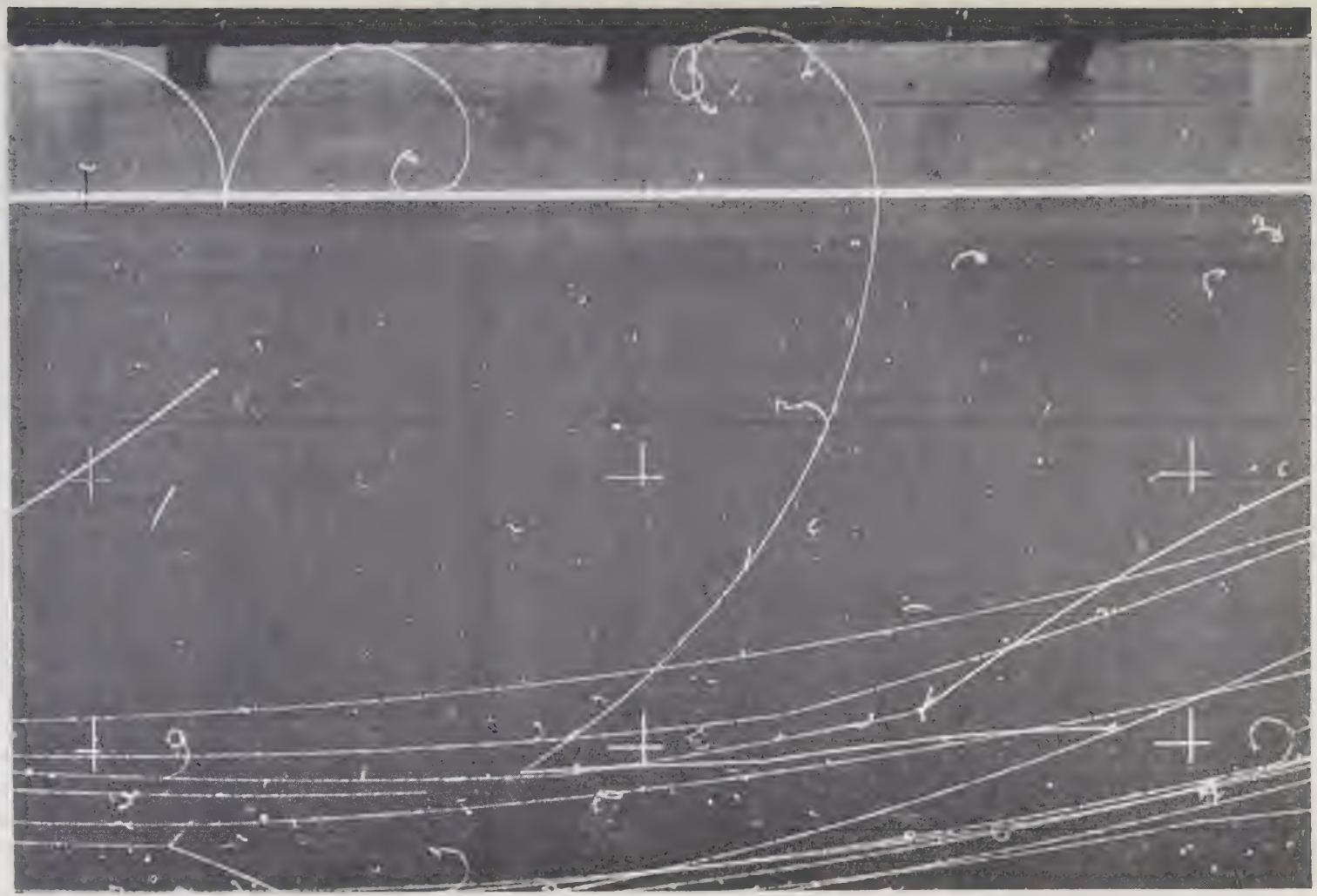
Si la chambre permet dans la plupart des cas l'identification facile de l'électron ou du méson μ, elle sera un instrument approprié pour la mesure des proportions de ces modes leptoniques. Bien plus, au lieu de demander des mesures de milliers d'évènements pour isoler quelques cas anormaux, comme dans une chambre à hydrogène, elle permettra la reconnaissance directe de ces modes rares, avec un minimum de mesures. Le travail d'exploitation des photos se trouvera alors singulièrement raccourci.



VUE GENERALE DE LA CHAMBRE BP3

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523704_0064



$\Lambda^{o} \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}$

PREMIERE PARTIE
TECHNIQUE EXPERIMENTALE DE BASE

CHAPITRE I

PRISE DES PHOTOS

1 - MISE EN OEUVRE DE LA CHAMBRE

a - Description générale (Schéma planche 1)

Le principe de marche d'une chambre à bulles fait partie maintenant du domaine classique et les caractéristiques complètes de cette chambre sont également connues (1). Bornons-nous ici à ses caractéristiques essentielles

De taille parallélipipédique, son volume utile est de 100×50×50cm. La détente se fait par l'arrière, l'illumination est latérale, la prise de photos a lieu par l'avant à travers une glace épaisse. Une "fenêtre" est ménagée dans le sens de la longueur (100 cm) pour permettre l'entrée des particules.

Le champ magnétique perpendiculaire à la glace avant est sensiblement uniforme dans le volume utile. Les variations autour de la valeur au centre ne dépassent pas 5%. Dans cette expérience le champ a été B = 17.360 gauss.

b - Système de prise de photos

Trois caméras d'axe optique perpendiculaire à la glace avant et situées à environ 2 mètres de celle-ci photographient la chambre sous différents angles. La position des axes optiques par rapport à la glace avant est schématisée Fig. 1 et leurs coordonnées sont données par rapport au centre de la chambre, qui est en même temps le centre de la glace avant.

L'angle stéréoscopique de prise de vues est d'environ 40°. Les objectifs donnent un grandissement de 1/10 sur du film Kodak plus X, de 50 mm de large.

(1) M. Bloch, A. Lagarrigue, P. Rançon, A. Rousset - Rev. of Sc. Inst. (sous presse).

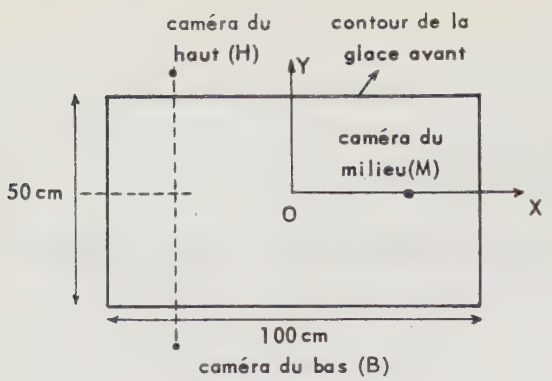


Fig. 1 - *Centres optiques des caméras projetées sur le plan de la glace avant.*

c - Mélange utilisé

La chambre a été conçue pour pouvoir marcher en particulier avec du propane pur, du fréon pur ou le mélange des deux liquides. Le mélange choisi Propane-Fréon à volume à peu près égal est dû à un compromis entre la précision des mesures réduite par le scattering coulombien multiple et la visibilité des électrons et des γ améliorée par une longueur de radiation plus courte. (Tableau I)

Liquide utilisé	L_R en cm	$\frac{\Delta f}{f}$ en %
$C_3 H_8$	110	4,5
$C_3 H_8 + CF_3 Br$ 50% en volume	19	10,6
$CF_3 Br$	11	14,0

L_R : Longueur de radiation.

$\frac{\Delta f}{f}$: Erreur de mesure due au scattering, sur la flèche d'une trajectoire, pour une trace relativiste mesurée sur 50 cm dans le champ B = 17.360 gauss.

TABLEAU I - Caractéristiques de plusieurs liquides

Le mélange Propane-Fréon à 50%, par rapport au fréon pur, a d'ailleurs l'avantage de renfermer de l'hydrogène et peut donc permettre l'étude de réactions nucléaires sur proton libre ($\sim$ 15% des réactions totales).

Les conditions de marche de la chambre dans ces conditions furent les suivantes :

- température 38°C
- pression de recompression 21 atm
- pression de détente 11 atm

La densité et la concentration exacte du mélange utilisé ont été déterminées par prélèvement; l'indice de réfraction a été mesuré sur photo à l'aide de repères situés dans le fond de la chambre(1).

(1) Voir les valeurs p.8.

2 - MISE EN PLACE DU FAISCEAU

Le schéma du faisceau (planche II) nous montre le trajet des π^- produits par les protons de 3 Gev. Issus d'une cible située dans un quadrant magnétique de Saturne, ils sont d'abord déviés par le champ de fuite de l'accélérateur qui opère une première sélection en moment puis traversent un canal ménagé dans le béton de protection.

Le premier aimant produit une déviation horizontale et son rôle est double :

- augmenter la résolution en moment des π^-.

- protéger la chambre des particules parasites sortant de l'accélérateur.

Le second, lui, produit une déviation verticale nécessaire pour corriger la déviation importante due au champ de fuite de l'aimant de la chambre, de façon que les particules entrent dans le liquide sous un angle convenable et malgré leur courbure, le traversent dans toute sa longueur.

Le moment central des π^- : 1,15 Gev/c a été choisi pour obtenir dans la chambre un nombre important de Λ° et Σ^-.

L'emplacement et l'orientation du canal à travers le béton de protection de Saturne, la position des aimants et le courant qui les traverse, la taille et le nombre des collimateurs ont été déterminés de façon à obtenir un faisceau de 1,15 Gev/c de dispersion autour de la valeur centrale assez faible ($\sim$ 1%) et formé de particules étalées assez uniformément dans la fenêtre d'entrée de la chambre (dimensions 10 × 10 cm) et traversant le liquide de part en part [1].

La valeur centrale 1,15 Gev/c est déterminée à $\sim$ 1% près par la connaissance des divers paramètres du faisceau. Les mesures faites sur les photos ont donné pour résultat 1,142 ± 0,013 Gev/c en bon accord avec cette détermination ; la valeur du champ magnétique de la chambre (17360 gauss) mesurée de façon indépendante se trouve ainsi également vérifiée.

3 - PRISE DES PHOTOS

L'opération de prise de photos a très bien fonctionné sans gros ennui du point de vue de la chambre ; ainsi a pu être pris, en quinze jours, un lot de 120.000 photos dans les mêmes conditions d'expérience qui ont donc été les suivantes :

---

(1) Pour une description complète du faisceau, on peut se référer à : M. Bloch et A. Bressy : note CEA nº 323 (1960).
A. Bressy : Diplôme d'Etude Supérieure - Paris 1961.

Mélange	- concentration en volume : $C_3 H_8$: 55% ; $CF_3 Br$: 45% " " poids : $C_3 H_8$: 24% ; $CF_3 Br$: 76% - densité : 0,9 - indice de réfraction 1,239 - longueur de radiation : 22 cm
champ magnét.	17.360 gauss
Faisceau	1,15 Bev/c

TABLEAU II - Conditions de l'expérience

Dans le dépouillement qui a suivi, nous avons été amenés à rejeter quelques clichés de mauvaise qualité (forte ébullition sur la membrane) ou ceux contenant plus de 30 π, mais le déchet, inférieur à 5%, est faible et le lot restant s'est avéré de bonne qualité.

CHAPITRE II

DEPOUILLEMENT DES PHOTOS

1 - TECHNIQUE EMPLOYEE

Le dépouillement de 120.000 photos est une opération longue et délicate. Il s'agit de les regarder une à une à l'aide d'un projecteur approprié et ainsi de découvrir les évènements auxquels on s'intéresse. Cette recherche systématique ne peut se faire avec efficacité que par des dépouilleurs spécialement entraînés à "voir" des types d'évènements donnés.

Les trois projecteurs (identiques) de l'Ecole Polytechnique utilisés restituent sur une table fixe l'image de la chambre en grandeur réelle et permettent de voir les photos des trois caméras, soit de façon séparée, soit en superposition, pour restituer rapidement les traces dans l'espace. Le dépouillement effectif a été réalisé par six dépouilleurs passant en moyenne quatre heures par jour mais jamais plus de deux heures consécutives à ce travail monotone. Toutes les photos ont été regardées sur au moins deux vues (Haut et Bas) de façon à ne pas oublier un évènement mal situé. Ce travail, dont nous allons préciser l'objet a été mené à bien en 5 mois.

2 - TYPES D'EVENEMENTS RECHERCHES

Le dépouillement fut conçu en particulier pour la recherche des désintégrations leptoniques des Λ° et Σ^- mais a été en même temps plus général, bien que limité aux particules étranges.

Les intéractions sur proton ou sur neutron donnant naissance aux Λ° et Σ^- sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\longrightarrow \Lambda^\circ + K^\circ \\ &\longrightarrow \Sigma^\circ + K^\circ \\ &\longrightarrow \Sigma^- + K^+ \\ \pi^- + n &\longrightarrow \Sigma^- + K^\circ \end{aligned}$$

Des mécanismes d'interactions secondaires dans les noyaux peuvent intervenir, en particulier :

$$\Sigma^- + p \longrightarrow \Lambda^\circ + n \qquad \begin{aligned} K^\circ + p &\longrightarrow K^+ + n \\ K^+ + n &\longrightarrow K^\circ + p \end{aligned}$$

Ainsi les Λ° peuvent être produits en association avec un K° et quelquefois avec un K^+ et les Σ^- avec un K° ou un K^+.

Le dépouillement demandé a ainsi été axé sur deux types d'évènements : les V° (pour les $\Lambda^\circ K^\circ$, $\Lambda^\circ K^+$, $\Sigma^- K^\circ$) et les $\Sigma^- K^+$.

a - Recherche des V°

Tout ensemble de deux particules chargées pouvant provenir de la désintégration d'une particule neutre a été dépouillé et retenu s'il pouvait provenir d'une interaction visible de π^- avec les restrictions suivantes :

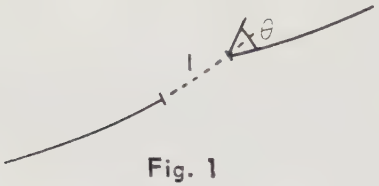


Fig. 1

1 - ligne de vol présumée $l > 2$ mm

2 - ligne de vol présumée $l < 15$ cm sur au moins une vue.

3 - angle θ du V° différent de 0° sur au moins une vue.

Le premier critère a été établi de façon à éliminer de faux V° simulés par une interaction de π^- où il y aurait un manque de bulles au sommet.

Le second a pour but de réduire le nombre d'intéractions possibles ; le libre parcours moyen du K_1° étant d'environ 3 cm et celui du Λ°, 5 cm, aucun K_1° n'est pratiquement perdu et seulement 5% de Λ°.

Le troisième permet d'éviter pour les V° (et surtout les Λ_β°) un bruit de fond important venant de paires d'électrons non évidentes.

Il est à noter en particulier que l'attention du dépouilleur habitué à des désintégrations de V° en deux corps a été attirée sur le fait suivant : dans une désintégration à trois corps, les deux branches chargées peuvent être situées du même côté de la ligne de vol ; aucun critère restrictif n'a été apporté là-dessus.

Les types d'évènements trouvés doivent être ainsi en particulier :

$\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ $\quad \Lambda^\circ \to p + \overset{\mu}{e}{}^- + \bar{\nu}$ $\quad K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-$ $\quad K_2^\circ \to \pi^\pm + \pi^\mp + \pi^\circ$

$K_2^\circ \to \pi^\pm + \mu^\mp + \nu$ $\quad K_2^\circ \to \pi^\pm + e^\mp + \nu$

Pour la détermination du rapport $\dfrac{\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^\circ \to p + \pi^-}$, les deux premiers critères n'introduisent évidemment aucun biais, le troisième quant à lui nécessitera une correction, d'ailleurs faible, rendue de toute façon inévitable par la difficulté de trouver avec bon rendement de tels évènements.

b) Recherche des $\Sigma^- K^+$

Il est plus difficile de reconnaître un Σ^- isolé qu'un V° isolé car le Σ^- a une ligne de vol courte et le neutron de désintégration n'est pas visible si bien qu'il est impossible de séparer les $\Sigma^- \to \pi^- + n$ des nombreux π^- secondaires faisant un scattering et très difficile alors d'affirmer la présence de $\Sigma^- \to n + e^- + \bar{\nu}$ que les expériences faites portent à croire comme étant rare.

En bref nous avons basé l'observation du Σ^- par la *signature* de la particule étrange associée $K_1^o \to \pi^+ + \pi^-$ (1/3 des $\Sigma^- K^o$) ou K^+ à l'arrêt ($\sim 1/2\ \Sigma^- K^+$) (1)

Le type d'évènements $\Sigma^- K^+$ recherché au dépouillement a donc été le suivant (Fig. 2) : interaction donnant deux branches positive et négative dont la seconde fait un coude et la première compatible avec un K^+ se désintégrant à l'arrêt (coude ou production de trois particules pour le mode $K^+ \to \pi^+ + \pi^- + \pi^+$).

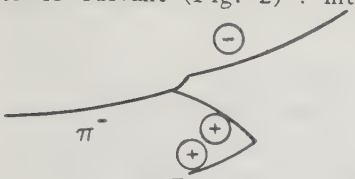


Fig. 2

Le fond de faux $\Sigma^- K^+$ venant en particulier de réactions telles que $\pi^- + p \to \pi^- + \pi^+ + n$ où π^- et π^+ font chacun un scattering, est important et nous a amené dès le dépouillement à donner des critères précis pour la reconnaissance d'un possible $\Sigma^- K^+$, mais évidemment aucun critère sur le secondaire du présumé Σ^- n'a été pris. Les principaux sont les suivants :

1 - La ligne de vol du Σ^- doit être inférieure à 15 cm.

2 - Le secondaire positif du présumé K^+ ne doit pas s'arrêter dans la chambre sans se désintégrer (ce serait alors un proton et non un π^+, μ^+ ou e^+).

3 - La visibilité d'au moins 1γ du π^o est exigée dans le cas de désintégration $K^+ \to e^+ + \pi^o + \nu$ (à cause du fond de $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$).

Un deuxième dépouillement partiel ($\sim$ 10% des films) a été fait de façon à déterminer l'efficacité de dépouillement. Cette efficacité déterminée sur les évènements effectivement retenus est de 84,5% pour 1 V° et de 67% pour un $\Sigma^- K^+$ ce qui illustre la plus grande difficulté de trouver ce deuxième type d'évènements.

Le dépouillement complet a donné environ 4.500 V° isolés, 1.000 paires de V° et 600 $\Sigma^- K^+$. Des 8 Λ^o_β qui seront retenus, 7 ont été trouvés comme tels par les dépouilleurs(2).

Avant de parler de la recherche approfondie des désintégrations leptoniques dans ce lot de V^o et Σ^- présumés, il serait intéressant de dire dans la suite des techniques employées comment ont été mesurés les évènements utiles.

---

(1) Il a été demandé pourtant de faire attention aux Σ^- (isolés) $\to n + e^- + \bar{\nu}$. Aucun exemple sûr n'a été trouvé mais la difficulté et l'incertitude d'un tel dépouillement ont conduit à ne baser la statistique que sur les Σ^- avec signature.

(2) Des photos typiques d'évènements sont montrées p.33 bis et celles des Λ^o_β p.38 bis et p.38 ter.

CHAPITRE III

TECHNIQUE DE MESURES DES EVENEMENTS ERREURS DE MESURES

1 - DESCRIPTION GENERALE

La technique même des chambres à bulles comme celle des chambres de Wilson consiste à photographier sous différents angles de prise de vue des évènements nucléaires et,à partir de là, à reconstituer dans l'espace les différentes traces de ces évènements avec leurs caractéristiques (angles, courbures, parcours...).

Les difficultés d'une reconstitution géométrique simple et le nombre toujours croissant de mesures à effectuer ont amené tous les laboratoires du monde à réaliser cette reconstitution de façon systématique.

"L'évènement" est d'abord mesuré par un instrument automatique appelé IEP dans notre laboratoire (Instrument à Exploiter des Photographies). La photo est projetée sur un écran ou une table et un index mobile peut être amené sur différents points de la photo. Chacune des coordonnées de cet index est repérée par un "codeur" et inscrite automatiquement sur cartes perforées. Ces cartes perforées sont ensuite envoyées à une machine à calculer qui reconstitue l'évènement dans l'espace, grâce à un programme de calcul approprié.

Les quelques 200 évènements de cette expérience ont été ainsi mesurés sur un IEP construit au laboratoire[1] et calculés par un programme qu'il est utile d'analyser de plus près.

2 - PROGRAMME DE RECONSTITUTION GEOMETRIQUE

Ce programme a été conçu de façon à reconstituer dans l'espace chaque trace, indépendamment l'une de l'autre, à partir de deux vues choisies parmi les trois possibles.

Un point physique mesuré sur deux photos différentes par rapport à des repères fixes (croix sur la glace avant) peut être reconstruit dans l'espace (X, Y, Z, Fig. 1) en tenant compte des dimensions géométriques de l'appareillage et des indices des verres et du liquide traversés par les rayons lumineux. L'inclinaison des rayons lumineux par rapport à l'incidence normale peut atteindre un angle de 40° si bien

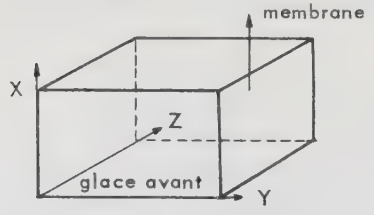


Fig. 1

(1) Par C.A. d'Andlau.

que l'approximation des conditions de Gauss (incidence normale) ne peut pas être utilisée sans erreur négligeable.

Ce qui est fait pour un point physique existant dans la chambre (arrêt de π^-, sommet de V^0) peut être étendu à une trace entière, avec quelques difficultés supplémentaires dues au fait que la mesure doit se faire avec des points qui ne se correspondent pas, en général, d'une vue à l'autre.

Evidemment le programme a été établi de façon à donner les caractéristiques physiques les plus intéressantes d'une trace qui, en plus de sa longueur, sont en général sa direction et sa courbure en un point donné (le plus souvent au départ).

a - Détermination du rayon de courbure et du moment

S'il n'y avait pas de perte d'énergie par ionisation, la trajectoire d'une particule chargée serait une hélice s'enroulant autour de la direction OZ du champ magnétique (Fig. 2), et de rayon R (rayon du cercle dans le plan XY = R cos ϕ).

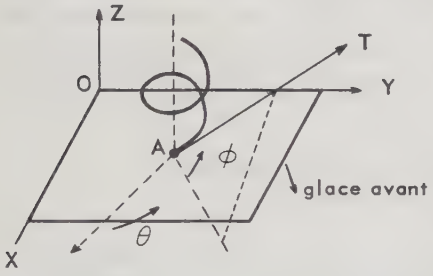


Fig. 2

A cause de cette perte d'énergie, le rayon R décroit. Si l'on "approxime" la trajectoire réelle par une parabole, le rayon de courbure au centre de cette parabole peut donner avec une très bonne précision le rayon de courbure au centre de la trajectoire réelle. Un simple calcul de perte d'énergie par ionisation permet ensuite de déduire le rayon et le moment de la particule au point A (Fig. 2), en supposant connue sa masse.

b) Détermination en A de la direction de la trajectoire

Cette direction sera donnée par la tangente T à la trajectoire et déterminée par deux angles (Fig. 2) :

ϕ : angle de T avec le plan XOY (avec la glace avant)

θ : angle de la projection de T sur XOY avec un axe de référence (ex : OX). La détermination de T se fait par la méthode dite de la longueur optimum[1] (L_{opt}) exposée ci-après (3C). La calculatrice prend sur la trajectoire un point B tel que AB $\sim L_{opt}$, fait passer par ces 2 points un cercle dont elle a déjà calculé le rayon et mène ensuite la tangente T.

Le programme donne également les erreurs sur les diverses valeurs p, θ, ϕ et il est intéressant d'en étudier les sources et d'en connaître les ordres de grandeur, si l'on veut faire des mesures utiles.

(1) B.P. Gregory : Remarks on Curvature and Angle measurements in a bubble chamber - Int. Rep. Brookhaven.

3 - ERREURS DE MESURE SUR UNE PARTICULE (autre que l'électron)

L'erreur sur une trace "neutre" telle que celle constituée par la ligne de vol d'un V^0 viendra uniquement de l'erreur de pointé ϵ, due à la précision de mesure sur un point ($\epsilon \sim 0{,}1$ mm). Nous négligeons ici les erreurs introduites par le fait que le centre de l'image d'une bulle ne représente pas exactement le point de passage de la particule.

Pour les traces "chargées", à cette erreur de pointé s'ajoutera en particulier une erreur due au scattering coulombien multiple. Cette erreur sera à envisager pour une particule de masse connue, ce que l'on fait dans toute analyse, quitte à faire ensuite plusieurs hypothèses de masse.

a - Erreur sur la détermination du moment p par la courbure (pour une trace qui ne s'arrête pas dans la chambre).

Une trace projetée sur la glace avant a une flèche f pour un arc de cercle de corde L (Fig. 3). Pour calculer les erreurs sur le rayon de courbure, on peut supposer que la mesure effectuée par le programme consiste à déterminer la flèche f d'où le rayon en projection $R = \frac{L^2}{8f}$ et le moment p :

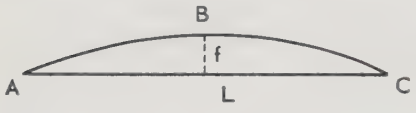


Fig. 3

$$p_{Mev/c} = 300\, B_{(web/m^2)} \cdot \frac{R_{(m)}}{\cos \phi} \quad \text{soit ici :} \quad p_{Mev/c} = 5{,}2\, \frac{R_{(cm)}}{\cos \phi}$$

1 - Erreur due au pointé

Si f est mesuré à l'aide des trois points A B C (Fig. 3) sur lesquels on a une erreur de pointé ϵ, l'erreur quadratique σ_p introduite sur f est telle que : $\sigma_p^2 = \epsilon^2 + \frac{2\epsilon^2}{4}$

soit : $\sigma_p \sim 1{,}2\, \epsilon$

Pour une mesure avec un nombre de points supérieur à 3, σ_p diminue faiblement (5 points $\sigma_p \sim \epsilon$; 15 points $\sigma_p \sim 0{,}8\, \epsilon$.)

L'erreur sur la flèche est :

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_p \sim \frac{1{,}2\,\epsilon}{f} = \frac{1{,}2\,\epsilon \,.\, 8R}{L^2} = \frac{8 \,.\, 1{,}2\,\epsilon\, p \cos \phi}{L^2\, 5{,}2}$$

soit (1) $$\boxed{\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_p \sim 2\, \frac{\epsilon\, p \cos \phi}{L^2}}$$

p en Mev/c
L et ϵ en cm
$\epsilon \sim 0{,}01$ cm

2 - Erreur due au scattering

On sait que, après une longueur L en projection, le déplacement latéral y d'une particule due au scattering a une distribution gaussienne dont l'écart quadratique moyen est[1] :

$$\sqrt{\langle y^2 \rangle} = \frac{21}{\sqrt{6}} \equiv \frac{1}{p\beta X_0} \left(\frac{L}{\cos \phi} \right)^{3/2}$$

$L/\cos\phi$ = longueur vraie de la trace
X_0 = longueur de radiation
p = moment de la particule en Mev/c
$\beta = v/c$: vitesse de la particule.

La flèche quadratique moyenne due au scattering est $\sigma_{sc} = \sqrt{\frac{\langle y^2 \rangle}{4}}$ soit dans notre cas, avec $X_0 = 21{,}8$ cm:

$$\sigma_{sc} = 0{,}46 \frac{1}{p\beta} \left(\frac{L}{\cos \phi} \right)^{3/2}$$

et l'erreur relative :

$$(2) \qquad \left(\frac{\Delta f}{f} \right)_{sc} = \frac{\sigma_{sc}}{f} = \frac{0{,}7}{\beta \sqrt{L \cos \phi}} \qquad L \text{ en cm}$$

Les déformations dues à la turbulence du liquide introduisent également une flèche parasite ($\sim 0{,}2$ mm sur une longueur de 90 cm) qui dans cette expérience où les moments à mesurer sont peu élevés ($p < 1.000$ Mev/c) est négligeable devant les autres erreurs

La comparaison des erreurs (1) et (2) amène plusieurs remarques.

a - Les erreurs de pointé et de scattering décroissent avec la longueur et il y a donc avantage à mesurer la courbure d'une particule, sur une longueur L la plus grande possible.

b - Dans cette expérience σ_p est négligeable devant σ_{sc} dans la plupart des cas, car d'un côté les particules sont d'énergie moyenne ($p < 1.000$ Mev/c) et d'un autre côté, la mesure d'une courbure sur une longueur $L < 5$ cm n'a pas beaucoup de sens étant donné l'erreur totale qui y est attachée.

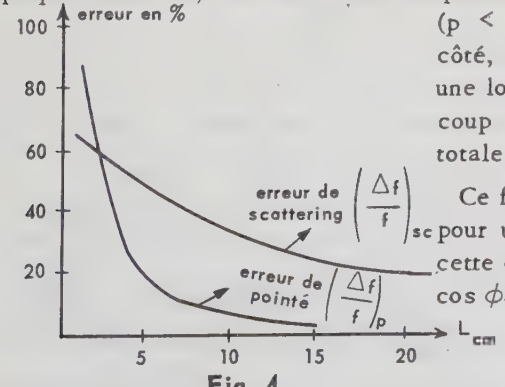


Fig. 4

Ce fait est illustré dans la Fig. 4, pour un cas moyen rencontré dans cette expérience : π^- de 200 Mev/c, $\cos\phi = 1$ ($\epsilon = 0{,}1$ mm).

(1) Rossi - High energy particles, p.72

b - Erreur sur la détermination du moment p par le parcours (particule s'arrêtant dans la chambre).

Si une trace chargée s'arrête dans la chambre, c'est à cause de sa perte d'énergie par ionisation (sauf évidemment cas de réaction nucléaire!) et son moment est connu par son parcours (relation "moment-parcours", voir courbes, Planche III).

L'erreur provient de la précision sur le parcours mesuré soit à cause de l'erreur de pointé ($\sim$ 2mm pour une trace de 10cm) soit à cause de la mauvaise détermination due au scattering. Le "straggling", c'est-à-dire les fluctuations statistiques dans la perte d'énergie par ionisation, peut être important pour les très faibles énergies (ordre du Mev); ici les énergies moyennes sont de l'ordre de 100 Mev et l'erreur introduite alors est négligeable. En pratique l'erreur sur l'énergie produite par l'erreur sur le parcours est inférieure à 5%.

En conclusion, dans l'analyse par exemple d'un Λ^0 dont le proton s'arrête et le π^- sort, on pourra négliger l'erreur sur l'énergie du proton (parcours) devant celle du π^- (courbure).

c - Erreur sur la détermination de θ et ϕ

Après avoir mesuré le moment d'une trace sur la plus grande longueur possible, il faut déterminer la tangente en un point. On prend pour cela une portion de la trajectoire (corde L) et on mène la tangente au cercle passant par les points extrêmes dont le rayon est déjà connu par la mesure précédente. Sur la détermination de T interviendront en particulier les erreurs de pointé et de scattering qui varient en sens inverse suivant la longueur L choisie (Fig. 5).

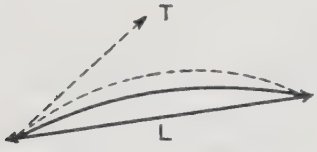


Fig. 5

Plus précisément les erreurs $d\theta$ et $d\phi$ dues au pointé et au scattering sont telles que :

$$d\theta = (d\theta_p^2 + d\theta_{sc}^2)^{1/2}$$

$$d\phi = (d\phi_p^2 + d\phi_{sc}^2)^{1/2}$$

et on peut montrer les relations suivantes[1] assez exactes pour $\phi < 70°$.

$$d\theta_p = \frac{1{,}1\ \epsilon}{L} \qquad d\theta_{sc} = \frac{4\sigma_{sc}}{L} = \frac{1.8\ \sqrt{L}}{p\,\beta\cos^{3/2}\phi}$$

$$d\phi_p = \frac{8\cos^2\phi}{L}\,\epsilon \qquad d\phi_{sc} = \frac{4\sigma_{sc}}{L}\cos\phi = \frac{1{,}8\ \sqrt{L}}{p\,\beta\sqrt{\cos\phi}}$$

(1) B.P. Gregory : voir note I, p. 13.

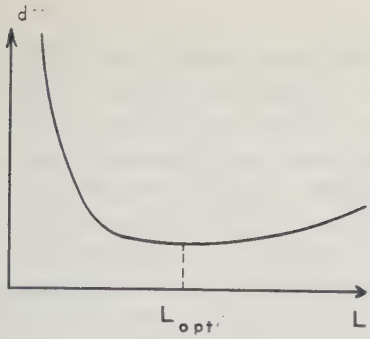


Fig. 6

Les variations de $d\theta$ et $d\phi$ en fonction de L ont la même forme (Fig. 6). L'erreur est minimum pour une longueur L donnée (différente pour $d\theta$ et $d\phi$) mais l'erreur varie peu, au voisinage de cette longueur ($\sim$ 20% pour $L = 2\ L'_{opt}$). Pour déterminer $d\theta$ et $d\phi$ on peut prendre par simplification une même longueur optimum moyenne soit :

$$L_{opt} \sim 2{,}1\ \epsilon^{2/3} \left(\frac{p\beta}{100}\right)^{2/3} \cos^{4/3}\phi$$

L_{opt} en cm
ϵ en 1/10 mm
$p\beta$ en Mev/c

Dans ces conditions, θ et ϕ ont des erreurs dues au pointé et au scattering qui sont approximativement :

$$d\theta = \frac{1{,}5\ \epsilon^{1/3}}{(p\beta/100)^{2/3} \cos\phi}$$

$$d\phi = 1{,}7 \cos^{4/3}\phi\ d\theta$$

$d\theta$ $d\phi$ en degrés
ϵ en 1/10 mm
$p\beta$ en Mev/c

Pour $d\theta$ vient s'ajouter aussi une erreur due à la précision sur la détermination du rayon de courbure R. Cette erreur est :

$$d\theta_c = \frac{L_{opt}}{2R} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{sc+p}$$

et intervient peu en général.

Avec $\epsilon = 0{,}1$ mm et $\cos\phi = 1$ pour un π^- de 150 Mev/c, $L_{opt} \sim 2$ cm $d\theta = 1^\circ{,}4$ $d\phi = 1^\circ{,}7$ (en tenant compte de $d\theta_c$ on obtient: $d\theta = 1^\circ{,}5$ pour un π^- mesuré sur 15 cm).

Les ordres de grandeur des erreurs sur la courbure et sur les angles montrent que la chambre à bulles à liquide lourd n'est pas d'une très bonne précision. Néanmoins le pouvoir d'arrêt de la chambre est assez élevé et le parcours d'une particule qui s'arrête donne alors une très bonne détermination de son énergie.

Ce problème de précision des mesures ne nous causera d'ailleurs dans cette expérience aucune difficulté.

IV - ERREUR DE MESURE SUR UN ELECTRON

a - Mesure de la courbure (pour un moment p $\sim$ 100 Mev/c ou plus énergique)

En mesurant la flèche d'un électron sur une longueur L, pour

avoir l'énergie au point A (Fig. 7) il faut tenir compte non seulement de l'énergie perdue par ionisation comme pour les autres particules mais aussi de l'énergie perdue par bremstrahlung (rayonnement dû au freinage de l'électron par le champ électromagnétique des noyaux). Le bremstrahlung est un phénomène soumis à de très fortes fluctuations statistiques (straggling) et l'on comprend que l'erreur ainsi introduite sur la mesure de l'énergie va augmenter avec L. Par ailleurs l'erreur dûe au scattering, au contraire, augmente quand L diminue. On est ainsi amené ici aussi à trouver une longueur optimum de mesure, de façon à rendre minimum l'erreur de mesure sur le moment.

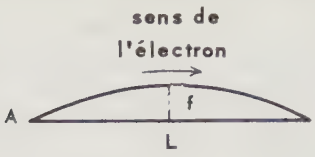


Fig. 7

Ce problème de mesure des électrons, rendu difficile du fait que le bremstrahlung n'est pas un phénomène gaussien, a été étudié en détail au laboratoire [1] et les résultats qui s'en dégagent sont les suivants :

Pour des électrons de moment $p \geqslant 100$ Mev/c la longueur optimum de mesure est de 7 cm, indépendamment de leur énergie. La correction à apporter venant de la perte d'énergie par bremstrahlung est à peu près donnée par la perte moyenne d'énergie sur la longueur L/2, soit par la relation $\frac{dE}{E} = \frac{L}{2X_o}$. L'erreur sur la détermination de p due au scattering et au bremstrahlung dans ces conditions a été calculée et est $\sim 30\%$.

Ces résultats sont cependant limités par l'hypothèse que, sur les 7 cm de la mesure, l'électron ne perd pas plus de 50% de son énergie (une telle limite est imposée à cause des "queues" de distribution); outre que cette hypothèse est en général vérifiée (90% des cas), cette importante perte d'énergie devrait pouvoir être détectée par variation de courbure.

Dans le travail qui va suivre il s'agira avant tout de reconnaître les électrons et accessoirement de les mesurer. La difficulté de la mesure de leur énergie ne sera donc pas cruciale.

b - Détermination de la tangente

Les influences contraires dues au pointé d'une part, au scattering et au bremstrahlung d'autre part, suggèrent encore une L_{opt} pour la meilleure détermination de la tangente. Une précision acceptable est obtenue en prenant L_{opt} de la même façon que pour les autres particules ($L_{opt} \sim 2$ cm pour $p = 100$ Mev/c), les erreurs $d\theta$ et $d\phi$ peuvent

(1) L. Behr - Thèse de 3ème cycle - Paris 1962.

être également données par les mêmes formules mis à part le fait que $d\theta_c$ est en général plus important (dû à l'erreur de 30% sur la mesure de l'énergie de l'électron).

5 - PROGRAMME DIT DE "CINEMATIQUE"

Le premier programme donne des résultats trace par trace. Un autre programme plus simple permet ensuite de combiner les traces entre elles et a été conçu surtout pour l'étude cinématique de la désintégration des V^o en deux corps. Il donne essentiellement :

1 - Les angles entre deux traces quelconques avec leurs erreurs calculées à partir des erreurs $d\theta$ et $d\phi$ données par le premier programme.

2 - Les éléments nécessaires à l'étude d'un V^o, pour des masses données des secondaires, en particulier :

- l'angle de la ligne de vol du V^o avec le plan de désintégration formé par les secondaires,
- les moments transverses des secondaires,
- la valeur Q du V^o,
- le moment du V^o.

Ces deux programmes ont été écrits pour la machine à calculer Bull, Gamma E.T et ont été mis au point pendant que se poursuivait cette expérience. La Compagnie Bull a facilité notre travail en permettant l'emploi d'une calculatrice avant l'installation de celle du Collège de France.

CONCLUSION

Les opérations de prise de photo, de dépouillement et de mesures, avec les moyens matériels importants qu'elles comportent et le temps qu'elles demandent, constituent la toile de fond de toute expérience de chambre à bulles. Pendant qu'elles se déroulent, l'expérience prend corps petit à petit et ses méthodes propres se précisent toujours davantage.

DEUXIEME PARTIE
RAPPORT DE BRANCHEMENT DU Λ^0_β

INTRODUCTION

Dès le début du dépouillement, quelques évènements furent trouvés qui soulevèrent d'enthousiasme physiciens et dépouilleurs, tellement la nature Λ^0_β semblait évidente ! Le dépouillement se continua apportant d'autres V^0 interprétés, à tort ou à raison, comme Λ^0_β. Si l'on se donne pour but final de connaître la fréquence de ces désintégrations β il nous faut de toute évidence pousser cette étude dans plusieurs directions.

1 - Parmi tous les V^0 notés au dépouillement suivant les critères de départ, il faut extraire selon des critères efficaces les $\Lambda^0 \to p + e^- + \overline{\nu}$ des autres V^0, en particulier des $\Lambda^0 \to p + \pi^-$.

2 - Il faut pouvoir juger l'efficacité des critères choisis pour reconnaître les Λ^0_β, c'est-à-dire déterminer la proportion de Λ^0_β séparables des autres Λ^0 : la méthode sera bonne si cette proportion n'est pas trop faible.

3 - Pour avoir le rapport de branchement de Λ^0_β il faut enfin connaître le nombre total de Λ^0 qui se sont désintégrés dans la chambre avec les conditions requises.

IDENTIFICATION "DIRECTE" DU Λ°_β - POSITION DE PROBLEME

De toute évidence, le point essentiel qui conditionne la possibilité de cette expérience est l'identification fréquente et certaine des Λ°_β, ce qui suppose une séparation efficace des autres V°. Extraire d'un lot important de $\Lambda^\circ \to p+\pi^-$ une proportion de Λ°_β, que tout porte à croire faible ($\sim 1\%$), est, d'un simple point de vue statistique, un problème difficile et délicat.

La recherche se présente de façon très différente dans les chambres à hydrogène et à liquides lourds et appellera des méthodes différentes elles aussi.

1 - IDENTIFICATION DU Λ°_β DANS UNE CHAMBRE A HYDROGENE : différence de cinématique

Le Λ°_β se présente sous forme d'un V° et, sauf cas de moment très faible, l'électron ne se distingue pas d'un π^- dans une chambre à hydrogène. Il faut alors l'isoler des autres V° : du $\Lambda^\circ \to p+\pi^-$, et, si le K° peut être produit dans la chambre, du $K^\circ_1 \to \pi^+ + \pi^-$, sinon aussi du K°_2. L'identification se fera alors avec les deux stades suivants :

a - Séparation des désintégrations à 2 et 3 corps

Les désintégrations d'une particule à deux corps ($\Lambda^\circ \to p+\pi^-$, $K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-$) donnent lieu à des caractéristiques propres. Un V° qui n'y satisfera pas sera classé "désintégration anormale à 3 corps".

Dans le système où la particule instable de masse m_o est au repos (C.M.), les moments des particules de désintégrations à 2 corps sont bien définis ($\vec{p}^*_+ + \vec{p}^*_- = o$, $m_o = E^*_+ + E^*_-$) ce qui n'est plus vrai si existe une troisième particule neutre. (voir Fig. 1, 2 et tableau 1).

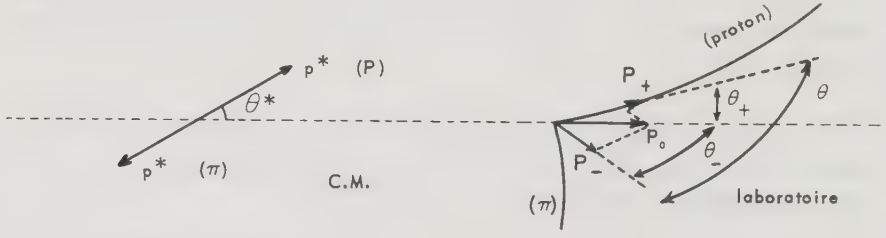


Fig. 1 - *Désintégration d'un* $\Lambda^\circ \to p+\pi^-$ *dans le C.M. et dans le laboratoire*

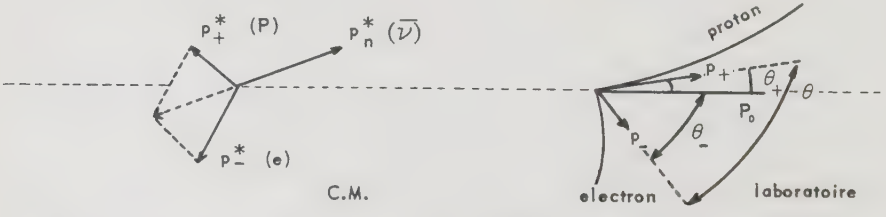


Fig. 2 - *Désintégration d'un* $\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}$ *dans le C.M. et dans le laboratoire*

Dans le système du laboratoire où se font les mesures, ces propriétés vont conduire pour les désintégrations à 2 corps à des caractéristiques qui pourront être mesurées, telles que :

1 - Valeur Q du V°

Par définition $Q=m_o-(m_+ + m_-)$. Pour le $\Lambda^\circ \to p+\pi^-$, $Q_{\Lambda^\circ}=37{,}4$Mev pour le $K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-$, $Q_{K_\circ}=214$Mev. L'hypothèse des masses m_+ et m_- des secondaires étant faite, la mesure de trois quantités dans le laboratoire permet de déterminer Q en supposant une désintégration en deux corps. La mesure de Q à l'aide de p_+ p_- et θ est en particulier indépendante de la ligne de vol du V°.

2 - Coplanarité du V° avec la ligne de vol

Cette coplanarité est une conséquence immédiate de la conservation du moment $\vec{p}_o = \vec{p}_+ + \vec{p}_-$. Elle peut se mesurer par exemple à l'aide de l'angle α que fait la ligne de vol avec le plan du V°.

3 - Egalité des moments transverses des branches du V° dans le système du laboratoire

Le moment transverse étant défini comme la projection du moment sur le plan perpendiculaire à la ligne de vol, on a évidemment $p_T = p_+ \sin \theta_+ = p_- \sin \theta_-$, et par ailleurs par propriété de la transformation de Lorentz : $p_T = p^* \sin \theta^*$.

4 - Conservation du moment de la particule initiale : $p_o = p_+ \cos \theta_+ + p_- \cos \theta_-$

Si la réaction de production du V° donne 2 corps (ex:$\pi^- + p \to \Lambda^\circ + K^\circ$) la mesure de l'angle de production du V° (ex : angle du π^- avec la ligne de vol du Λ°) permet de déterminer p_o indépendamment de sa désintégration.

Ces différentes mesures faites pour une désintégration à 3 corps donneront en général (mais pas toujours) des résultats différents de ceux attendus pour une désintégration à 2 corps, résultats qu'il faut comparer avec les erreurs de mesures. Le problème n'est pas facile.

1 - Il suppose de bien connaître les erreurs expérimentales de mesures, problème toujours délicat.

2 - La méthode peut être améliorée en mesurant les paramètres les plus sensibles à la désintégration en 2 corps (ce ne sont pas nécessairement ceux indiqués ci-dessus), mais les paramètres ne sont pas indépendants en général et nécessitent a priori un calcul d'erreurs peu simple si la mesure d'une seule quantité est insuffisante pour éliminer la désintégration en deux corps.

b - Séparation des $K_2^\circ \to \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$

Une fois la désintégration à 2 corps éliminée et celle à 3 corps admise, avant d'être sûr du Λ_β° (négligeons ici le $\Lambda^\circ \to p + \mu^- + \bar{\nu}$) une difficulté peut survenir : si le K° peut être produit dans les interactions du faisceau (cas de la réaction $\pi^- + p \to \Lambda^\circ + K^\circ$, non des K^- absorbés

au repos $K^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \pi^\circ$), comme il s'agit de prouver l'existence d'un mode rare de désintégration, le Λ°_β peut être mis en parallèle avec les désintégrations du $K^\circ_2 \rightarrow \pi^+ + \left\{ \begin{matrix} e^- \\ \mu^- \end{matrix} \right. + \bar{\nu}$ rares elles aussi (à cause de la vie moyenne du K°_2).

Cette présence du K°_2, reconnue peut-être déjà par les mesures précédentes, peut l'être aussi quelquefois facilement :

1 - par la différence d'ionisation entre π^+ ou p (méthode efficace seulement pour les particules lentes).

2 - par les différences de moments transverses maxima possibles entre Λ°_β et K°_2. Ces moments transverses maxima sont évidemment les moments transverses maxima dans le C.M. (Tableau 1).

	$\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$	$\Lambda^\circ \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$	$\Lambda^\circ \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$	$K^\circ_1 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$K^\circ_2 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$	$K^\circ_2 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}$	$K^\circ_2 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$
partic. positive min.	99	0	0	203	0	0	0
partic. positive max.		163	130		229	215	110
partic. négative min.	99	0	0	203	0	0	0
partic. négative max.		163	130		229	215	110
partic. neutre min.	-	0	0	-	0	0	0
partic. neutre max.		163	69		229	170	110

TABLEAU 1 - Moment dans le C.M. des particules de désintégration - (en Mev/c)

La séparation K°_2 - Λ°_β est difficile (sinon impossible) quand la particule positive est énergique et produite avec un angle faible : surgissent alors les mêmes difficultés que pose la séparation $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$ et $K^\circ_1 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

Ces méthodes ont l'inconvénient de nécessiter un nombre important de mesures pour un résultat effectif faible, et l'on comprend que la recherche de Λ°_β peut difficilement être envisagée comme but unique : Ainsi furent faites les 2 premières recherches du Λ°_β dans les chambres

à hydrogène où 2 évènements furent trouvés[1][2]. La probabilité d'identification d'un Λ°_{β} par les méthodes utilisées a d'abord été estimée à 90% pour chacune [1] [2] puis réestimée à 70%[3], pour l'une d'entre elles (2)..

2 - METHODE D'IDENTIFICATION DU Λ°_{β} POUR UNE CHAMBRE A BULLES A LIQUIDE LOURD : identification directe des électrons

a - Identification par cinématique

Baser notre recherche sur cette méthode était entrer en compétition directe avec les chambres à hydrogène et, à ce point de vue, les chambres à liquides lourds ont plusieurs inconvénients :

1 - Les précisions de mesure sont moins bonnes que dans l'hydrogène (Tableau II).

	X_0 cm	Densité g/cm^3	Pouvoir d'arrêt sur 20 cm		Erreur sur la mesure d'un π^- de 150 Mev/c de 15 cm ($\phi \sim 0$)(5)			
			π^- Mev/c	P Mev/c	Erreur de pointé ϵ(mm) (4)	$\frac{\Delta f}{f}$	$d\theta$	$d\phi$
H_2	110	0.059	80	200	$\sim 0{,}05$	7,5%	0,2°	0,3°
$CF_3Br + C_3H_8$ (melange utilisé)	21,5	0,9	150	550	0,1	25%	1,5°	2,4°

TABLEAU II - Caractéristiques comparées H_2 - liquide lourd pour une même valeur du champ magnétique

2 - Des mesures peuvent être rendues impossibles ou trompeuses si des réactions nucléaires introduisent des coudes visibles ou invisibles (inconvénient pratiquement inexistant dans l'hydrogène de densité faible).

3 - Des étoiles de neutron à deux branches : $p + \pi^-$ (inexistantes dans l'hydrogène à cause de la conservation de la charge électrique) peuvent simuler des V° anormaux.

4 - L'angle à la production du V° n'est pas un paramètre précis pour mesurer l'énergie du V° (à cause du moment de Fermi du noyau en particulier).

D'un autre côté, des Λ°_{β} ont été reconnus directement au dépouillement par l'électron et il a semblé beaucoup plus prometteur de mettre

(1) F.S. Crawford et al - Ph. Rev. Let. *1*, 377 (1958)
(2) Nordin et al - Ph. Rev. *1*, 380 (1958)
} voir aussi p.2
(3) W.F. Humphrey et al - Phys. Rev. Let. *6*, 478, 1961
(4) Le diamètre des bulles dans l'hydrogène est plus faible d'où ϵ est plus petit.
(5) Voir notation et formules des erreurs. Ch. III.

au point des critères d'identification directe des électrons, de façon à mettre en évidence les Λ^o_β sans passer par une séparation des $\Lambda^o \to p + \pi^-$. C'était aller d'ailleurs dans la ligne des qualités spécifiques du liquide lourd utilisé.

b - Identification directe des π^- et des e^- qui s'arrêtent

A l'arrêt, l'électron et le π^- (ou le μ^-) ont un aspect essentiellement différent (Fig. 4) dans la chambre. La raison en est simple : la perte d'énergie par ionisation est la même pour des particules différentes de même vitesse β, et augmente très vite quand β diminue à partir de $\beta \sim 0{,}8$. L'électron, de masse faible, sera très longtemps relativiste et aura une courbure faible avant de s'arrêter, au contraire du π beaucoup plus lourd. Alors qu'un π^- de 50 Mev/c est terriblement freiné (il ne parcourra plus que 2 mm dans le liquide), un électron de même moment peut encore parcourir $\sim$ 30 cm.

Fig. 4 - *π^- et e^- à l'arrêt*

En pratique, un électron à l'arrêt se distingue toujours d'un π^-; vérification faite sur des paires d'électrons à l'arrêt, moins d'un électron sur 1.000 pourrait être confondu avec un π^-.

Les dimensions de la chambre et son pouvoir d'arrêt élevé (voir courbes moment-parcours planche III) font que $\sim$ 85% des π^- s'arrêtent dans la chambre, d'après des estimations faites sur les paires de V^o. Le problème est de savoir s'il y a des Λ^o_β dans les 15% restant ($\sim$ 400 V^o).

Au lieu de les mesurer tous pour isoler ensuite par cinématique des Λ^o_β, nous avons essayé de mettre au point des critères pour "reconnaître" un électron qui sortirait de la chambre.

c - Critères d'identification des électrons sortant de la chambre

1 - Critères de courbure

Après avoir dit un mot de différents tests possibles (a, b) nous nous arrêterons sur celui qui a été retenu (c).

a - Test "moment-parcours".

Interprété comme un π^-, le parcours minimum, vu dans la chambre, d'une particule est une mesure de son énergie minimum. Si la mesure du moment n'est pas compatible, l'hypothèse π pourrait être exclue.

b - Test "variation de courbure".

Si l'electron perd une part importante de son énergie par émission d'un γ de bremsstrahlung on peut espérer le mettre en évidence par deux mesures de courbure avant et après le point présumé d'émission du γ.

Ces méthodes doivent évidemment tenir compte en particulier de l'erreur de scattering $\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{sc} = \frac{0,7}{\beta \sqrt{L \cos \phi}}$

Comme l'on veut mettre en évidence des Λ^o_β dont la proportion s'avère faible (< 1%), il faut que le π^- soit exclu à plus de 2 erreurs standards (5% des π^- doivent se trouver au-delà de 2 erreurs !). La deuxième méthode a l'avantage de tenir compte de deux mesures indépendantes mais chaque mesure faite sur une longueur plus petite est affectée d'une erreur plus grande.

c - Critère utilisé : *critère de début de spiralisation.*

Ces difficultés nous ont fait adopter un critère qui aurait le double avantage d'éliminer plus certainement le $\pi-$ et d'être d'un emploi facile.

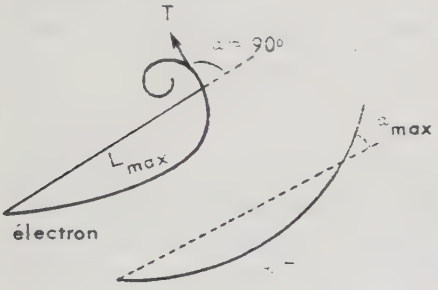


Fig. 5

Un électron qui spiralise dans la chambre admet, en projection orthogonale sur la glace avant, un rayon vecteur maximum L_{max} qui fait alors avec la trajectoire un angle $\alpha = 90°$.

On peut calculer approximativement pour un π^- qui s'arrêterait (en prenant un rayon de courbure moyen et en négligeant le scattering et les possibles coudes d'origine nucléaire) l'angle $\alpha = \alpha_{max}$ (Fig. 5) au bout du parcours total R (Tableau III).

Ce calcul est fait pour la projection orthogonale sur la glace avant et est valable, que la particule fasse un angle ϕ nul ou non avec celle-ci.

Moment du π^- Mev/c	Parcours R cm	α_{max} degrés
150	19	24
200	38	38
300	93	64

Tableau III

En pratique, pour prouver avec certitude l'existence d'un e^-, nous avons retenu comme "candidats" Λ^o_β seulement les V^o où la branche négative commence à spiraliser[1] c'est-à-dire ou elle présente un angle $\alpha > 90°$ sur l'une au moins des trois vues. L'efficacité de cette méthode, qui pourra se mesurer assez facilement, se révèlera très bonne (ch. VI).

(I) Certains V^o à particule négative de courbure faible mais ne spiralisant pas ont été analysées de près : les tests "moment parcours" ou variation de courbure n'ont pas permis de trancher entre π^- ou e^-.

d - Présence de γ de bremsstrahlung

Nous avons misé au départ sur ce moyen d'identification. La présence de γ de bremsstrahlung possibles a été soigneusement regardée pour les 400 V^0 avec particule négative sortante. En pratique, un seul V^0 dont la particule négative a toutes les caractéristiques d'un π^- (pas de spiralisation, pas de rayons δ incompatibles) peut être accompagnée d'un γ dont elle semble la meilleure origine. Mais le nombre moyen de γ par photo associables ou non à une interaction est trop grand pour exclure avec certitude un γ venant d'une origine inconnue.

En pratique, nous n'avons pas considéré ce critère seul comme décisif. De plus son utilité serait plus restreinte qu'on ne le pense d'abord, avec l'utilisation du critère de début de spiralisation : un électron de Λ^0 donnant un γ de bremsstrahlung aurait également de grandes chances d'être reconnu par ce premier critère et l'utilité du γ ne serait que celle d'un appoint. La reconnaissance des électrons par γ de bremsstrahlung ne deviendrait efficace que pour des électrons de plus grande énergie.

2 - Critère des rayons δ

Toute particule en passant dans un milieu dense peut éjecter par collision un électron du cortège atomique. Tandis qu'un électron peut toujours transférer la totalité de son énergie à un autre électron par collision, pour une particule lourde de masse m et de moment p peu élevé ($p << \frac{m^2}{m_e}$ soit $p << 40$ Bev/c), l'énergie maximum transférable à l'électron[1] est $E_{max} = 2\, m_e \left(\frac{p}{m}\right)^2$ ou $(E_{max})_{Mev} = \left(\frac{p}{m}\right)^2$. L'énergie maximum des π^- du Λ^0 est dans cette expérience 300 Mev/c ce qui donne $E_{max} \sim 4$ Mev (parcours 3 cm). Nous avons regardé avec soin sur toutes les branches négatives de V^0 les rayons $\delta > 1$ cm mais nous avons ensuite analysé soigneusement ceux de longueur supérieure à 2 cm.

Le critère peut être très intéressant : une estimation faite sur un électron de 30 cm donne une probabilité de $\sim$ 70% d'avoir un rayon δ d'énergie > 1,6 Mev (2 cm) (dans une chambre à hydrogène cette probabilité est $\sim$ 0,2%.)

Résumons-nous. Après avoir essayé nombre de méthodes qui sont exposées ci-dessus, et après nombre d'essais, nous avons basé notre recherche de Λ^0 en revoyant soigneusement *tous les* V^0 (sans distinction de K^0 ou Λ^0) trouvés au dépouillement et en cherchant ceux satisfaisant aux caractéristiques suivantes pour la particule négative de façon à les analyser ensuite soigneusement :

(1) Rossi - High energy particles, p.13-14

1 - La particule s'arrête et est un électron.

2 - La particule commence à spiraliser dans la chambre $\alpha :> 90^o$ sur au moins une photo.

3 - La trace est accompagnée d'un rayon δ de longueur $l > 2$ cm.

Des études préliminaires sur des électrons de paires dans la chambre nous avaient donné des raisons de croire que l'ensemble de ces critères amèneraient une probabilité d'identification assez grande pour les électrons.

3 - METHODE D'IDENTIFICATION DES Λ^o_β POUR UNE CHAMBRE A LIQUIDE LOURD - Identification du proton

L'exposé de la méthode serait incomplet sans aborder l'ensemble des critères demandés pour être sûr du Λ^o_β. Il s'agit en particulier d'éliminer des possibles $K^o_2 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ comme il a été noté ci-dessus. Plusieurs caractéristiques des Λ^o_β sont à considérer :

1 - Identification ou possibilité du proton (séparation des π^+)

a - Si la particule positive s'arrête : le proton, stable, s'arrête sans rien donner, le π^+, lui, se désintègre toujours ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$). Il a été vérifié sur des $K^o_1 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ que moins de 1% des π^+ interagissaient en vol sans donner de produits visibles : en pratique le proton à l'arrêt se reconnaît donc toujours par rapport au π^+.

b - Test "moment-parcours" :

Si la particule positive est un π^+ sortant de la chambre et n'est pas trop énergique le test moment-parcours peut rendre impossible le proton.

2 - Identification de la particule associée :

Dans cette expérience le Λ^o est émis avec un K^o ou un K^+. L'identification de l'une des particules étranges permet de "signer" la présence de l'autre.

3 - Caractéristique cinématique du Λ^o_β : moment transverse de la particule positive < 163 Mev/c. Test "moment-transverse".

Dans le C.M. du Λ^o le proton a un moment $p^* = 100$ Mev/c pour le $\Lambda^o \rightarrow p + \pi^-$ et un moment $0 < p^* < 163$ Mev/c pour le Λ^o_β. Dans le système du laboratoire le proton fera avec la ligne de vol du V^o un angle θ_+ en général faible et l'angle $\theta_{+\,max}$ sera donné par :

$$- p \sin \theta_{+\,max} = 100 \text{ Mev/c (mode } \Lambda^o \rightarrow p + \pi^-)$$

$$- p \sin \theta_{+\,max} = 163 \text{ Mev/c (mode } \Lambda^o_\beta)$$

On peut par exemple tracer pour le Λ^o et le Λ^o_β la courbe $\theta_{+\,max} = f(R)$ où R est le parcours du proton correspondant à son moment p (planche IV) : les points représentatifs des vrais Λ^o devront se situer évidemment à gauche de ces courbes, ceux des K^o

s'y situeront souvent à droite parce que le moment maximum du π^+ dans le CM du K° est $\sim$ 200 Mev/c (cf tableau I p.24) et que le parcours du π^+ dans la chambre correspondrait à un proton trop énergique.

En mesurant θ_+ et le parcours minimum de la particule positive on a ainsi une méthode facile et efficace pour séparer beaucoup de K_1° de $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ et sans doute aussi pour séparer des K_β° de Λ_β°.

Voici abordées les méthodes qui nous ont guidés dans la recherche et l'analyse des V_β°. Il nous reste à voir comment elles nous ont permis d'établir avec certitude la nature Λ_β° pour certains évènements trouvés.

CHAPITRE V

RECHERCHE DES Λ^0_β

1 - BUT ET CHOIX DES CRITERES DE SELECTION POUR LES V°

Alors que se précisait peu à peu la méthode d'identification des électrons des Λ^0_β ou K^0_β dont nous venons de parler, le travail "matétiel" de leur recherche se poursuivait. Après la phase du dépouillement vint la phase longue de la "présélection" qui avait deux objets :

- revoir tous les V^0 du dépouillement pour rechercher les V^0_β.
- préparer les mesures à faire en particulier pour déterminer le nombre total de Λ^0 (ch. VII).

Une troisième phase vint ensuite dans l'analyse de ces mesures. Bien vite, on le devine, s'est posé le problème de définir des critères de sélection de ces V^0, qui furent introduits soit dans les deux premières phases, (critères appliqués directement sur la photo vue au projecteur), soit dans la dernière (critères appliqués sur les grandeurs réelles données par la mesure). Ils ont été pensés dans trois directions correspondant aux trois catégories où ils ont été rangés dans le tableau 1. Ils ont été établis de façon à n'introduire aucune différence entre les Λ^0_β et les $\Lambda^0 \to p + \pi^-$: seuls les deux premiers (chiffre entouré dans le tableau I) sont valables uniquement pour les V^0 normaux et la modification apportée pour les Λ_β sera expliquée plus loin (page 33). Ces critères inévitables nécessitent d'ailleurs a priori des corrections différentes pour le Λ^0 et le Λ^0_β.

Le critère de rejet 1 a été appliqué au dépouillement sous la forme $\theta = 0^0$ sur les 3 vues ; il a été appliqué après mesure sous la forme $\theta < 10^0$ (en vraie grandeur) ce qui permettra de calculer sans biais la correction. Le critère 2 va de soi.

Catégories		Dépouillement	Pré-selection	Après mesure	
Critères évitant les biais de dépouillement et les difficultés de mesure	① $\theta < 10^0$ ② longueur d'un secondaire du V° < 5 mm 3. $1 < 2$ mm	$\theta = 0^0$ ×		$\theta < 10^0$ ×	Critères appliqués sur tous les V° (K° ou Λ°)
Critères de simplification pour rejeter rapidement de faux V°	4. $l > 15$ cm 5. critères sur l'interaction	×	×		
Critères favorisant la probabilité d'identification des Λ^0_β	6. coupure sur les bords 7. $\phi > 45^0$ (ϕ Λ° : angle ligne de vol du Λ°-glace avant-		×	×	Critères appliqués seulement sur les Λ°

TABLEAU I - Critères de rejet de V°

Les criteres 3 et 4 ont déjà été vus à propos du dépouillement (Ch. II). Le critère 5, lui, demande des précisions. Nous avons exigé au dépouillement que l'interaction qui avait produit le V° ait eu lieu dans le liquide. Cette interaction peut être essentiellement de trois types :

A - $\pi^- + p$ (ou noyau) $\rightarrow \Lambda^\circ$ (ou Σ°) $+ K^\circ$ $(+ \pi)$

B - $\pi^- + p + p \rightarrow \Lambda^\circ + K^+ + n$

C - Interaction de particules étranges créées dans une première interaction du type A ou B.

$$\text{par exemple} \begin{cases} \Lambda^\circ + p \rightarrow \Lambda^\circ + p \\ K^\circ + p \rightarrow \Lambda^\circ + \pi^+ \end{cases}$$

L'ordre de grandeur des évènements A, B, C observés est : A : ~ 3.000 - B : ~ 200 - C : ~ 80.

a - L'interaction A se présente (Fig. 2) sous forme d'un V° ou d'une paire de V° (sans parler des γ),

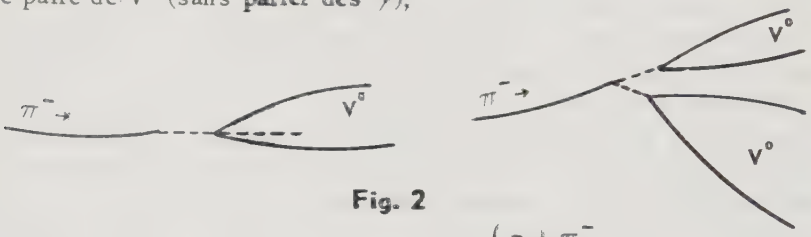


Fig. 2

suivant les modes de désintégration du $\Lambda^\circ \rightarrow \begin{cases} p + \pi^- \\ n + \pi^\circ \end{cases}$

$$\text{et du } K^\circ \begin{cases} K_1^\circ \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + \pi^- \\ \pi^\circ + \pi^\circ \end{cases} \\ K_2^\circ \end{cases}$$

Il a été vérifié sur les productions en paires de $2V^\circ$ qu'on perdrait peu de Λ° (< 2%) tandis que d'un autre côté on faciliterait beaucoup le travail de présélection des V° seuls en n'acceptant comme interactions possibles de production de Λ° que celles qui avaient l'aspect suivant :

- Arrêt du π^- sans aucune branche
- Arrêt du π^- avec petite étoile de moins de 2 branches et dont aucune branche n'a une longueur > 10 cm.

b - L'interaction B se présente sous la forme suivante (Fig. 3) :

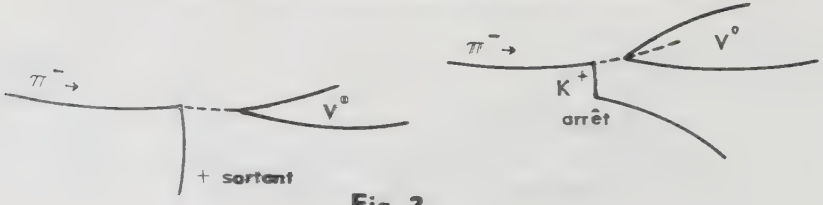


Fig. 3

Comme cette interaction B est moins importante, pour éviter des bruits de fond (ex : $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + n$ (+ étoile de neutron à 2 branches), nous avons préféré nous limiter aux interactions donnant un K^+ qui s'arrête dans la chambre (reconnu par la présence des produits de désintégration). La proportion estimée en est de l'ordre de 50%.

c - Les interactions du type C peuvent être reconnues par la présence d'une étoile dans la chambre (Fig. 4).

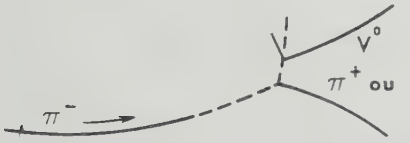


Fig. 4

Ces évènements peu nombreux peuvent être sujets à des fluctuations d'efficacité de dépouillement et il est plus simple de n'en pas tenir compte. En pratique, si entre l'interaction et le sommet du V° se trouve une branche ou une étoile de recul, le V° n'a pas été retenu.

Le critère 6 a pour but d'éviter que les Λ° aient des branches visibles courtes. La coupure a été faite sur la position du sommet du V° (aucune différence introduite entre Λ° et Λ°_β) : aucun Λ° dont le sommet se trouve dans la zone hachurée définie Fig. 5, n'a été retenu pour la statistique.

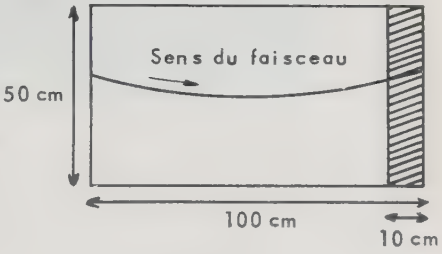


Fig. 5

Le critère 7 a pour but de diminuer les traces négatives faisant un angle assez grand avec la glace avant, difficiles à reconnaître dans le cas d'électrons. Imposée aux traces négatives elles-mêmes, cette coupure serait certes plus efficace mais pourrait donner lieu à des différences entre Λ°_π et Λ°_β; aussi n'a-t-elle été introduite que sur la ligne de vol du Λ°.

2 - CRITERES SPECIAUX POUR LES Λ°_β

a - Critère $\theta_- < 20^\circ$ (Fig. 6)

Dès le dépouillement, nous nous sommes aperçus de la présence de paires d'électrons où l'électron positif s'annihile en vol en donnant 2 γ qui eux-mêmes peuvent se matérialiser (voir la photo d'un cas typique page suivante).

Comme la mesure d'ionisation dans ces photos ne donne que peu de renseignements, si les γ issus de l'électron positif ne sont pas visibles, ces évènements peuvent simuler un Λ°_β. Aussi une coupure est-elle nécessaire

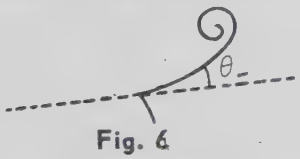


Fig. 6

pour éviter de telles paires d'électrons. Elle a été faite à l'aide de l'angle θ_- et non de l'angle total θ du V° pour deux raisons :

1 - Certains évènements douteux ont une branche positive courte ce qui donne une mauvaise détermination de l'angle θ.

2 - On connaît la probabilité P pour qu'un γ d'énergie E se matérialise en donnant un électron dont l'angle $\theta_-^{(1)}$ soit supérieur à un angle donné θ_1 :

$$P = 0{,}094 \frac{1}{E^2_{(Mev)}} \quad \frac{1}{1 - \cos \theta_1}$$

On peut alors établir la coupure à faire à l'aide du calcul du nombre de γ dont $\theta_- > \theta$, simulant un Λ°_β. Nous avons compté pour cela le nombre moyen de γ par photo pouvant être associé avec une interaction répondant aux critères du tableau I ($\rightarrow 0{,}8\ \gamma$/photo) et d'autre part, pour les γ, la proportion d'e^+ s'annihilant en vol et susceptibles d'être confondus avec un proton (3/100).

Pour les 120.000 photos, le nombre attendu de tels évènements est :

$$n_{att} = 120.000 \cdot 0{,}8 \frac{3}{100} \quad 0{,}094 \frac{1}{E^2} \quad \frac{1}{1 - \cos \theta_1}$$

$$= \frac{270}{E^2} \quad \frac{1}{1 - \cos \theta_1}$$

L'énergie moyenne des électrons de γ est $\sim$ 100 Mev d'où :

$$E \sim 200 \text{ Mev et } n_{att} \sim 7\ 10^{-3} \cdot \frac{1}{1 - \cos \theta_1}$$

pour $\theta_1 = 10^\circ$ $n_{att} \sim 0{,}5$

pour $\theta_1 = 20^\circ$ $n_{att} \sim 0{,}1$

Exiger pour les candidats Λ°_β un angle $\theta_- > 20^\circ$ semble donc raisonnable pour éliminer les γ de cette catégorie. Cette coupure a en particulier éliminé un évènement (n° 183.990 : $l_+ = 8$ mm, $\theta_- = 2°5$, qui peut être soit un Λ°_β soit une paire d'électrons.

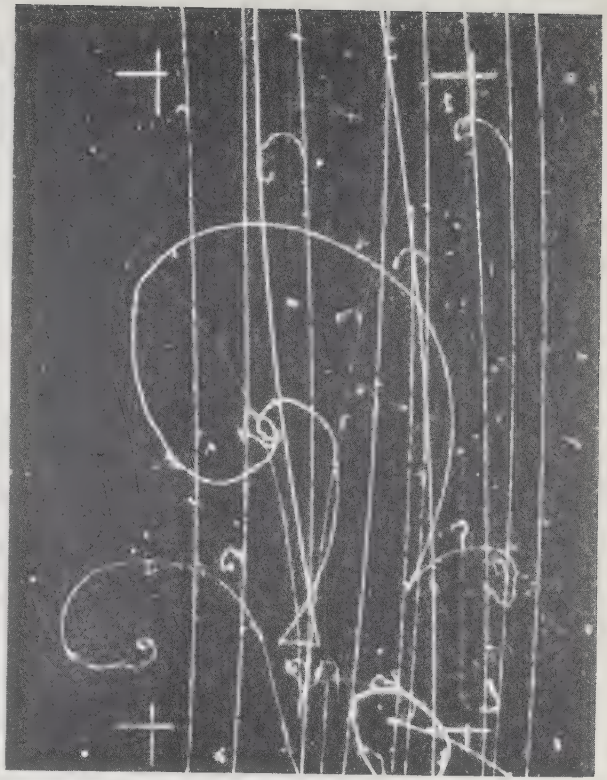
b - Critère de longueur des secondaires

$$\begin{cases} l_+ < 5 \text{ mm} \\ E_- < 15 \text{ Mev} \end{cases} \quad \text{(comme pour les } \Lambda^\circ \text{ ordinaires)}$$

(1) Segré : Experimental nuclear physics - Vol. I - p.336

$\gamma \rightarrow e^- + e^+$

$e^+ + \text{noyau} \rightarrow 2\ \gamma$

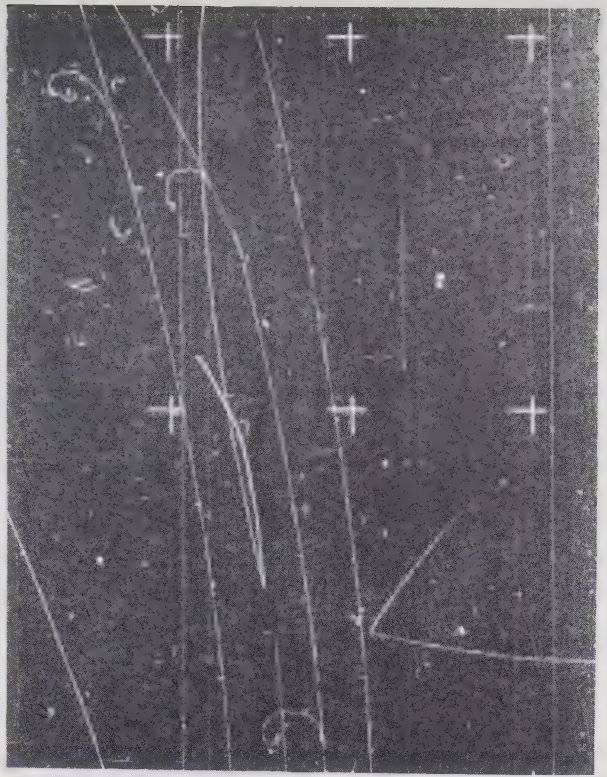


$\Lambda^o \rightarrow p + \pi^-$

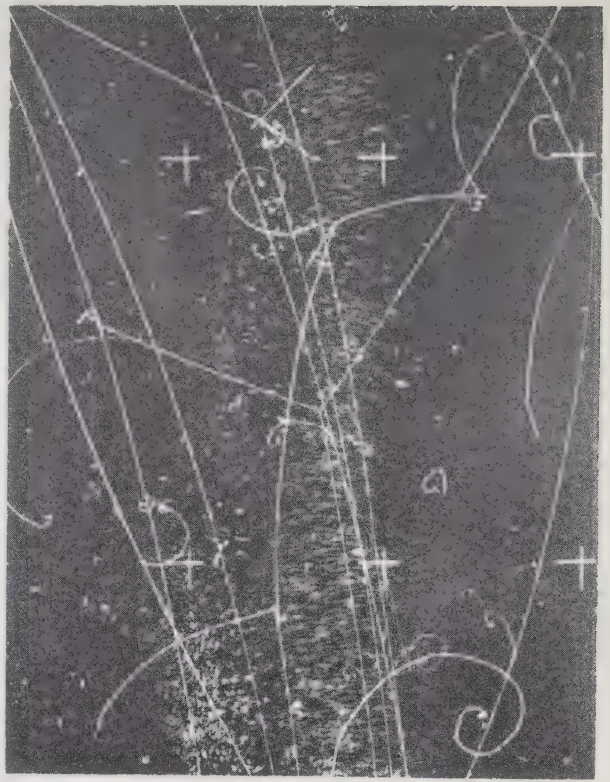
$\rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$

ou $\Lambda^o \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$

$\rightarrow e$



$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^o + K^o$



$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$
$\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$

Le dépouillement nous a donné 4 évènements du type $V^\circ \to p + e^-$ de faible énergie ($E_- < 5$ Mev) éliminés d'ailleurs par les critères du tableau I, et un évènement du type $p + e^+$ ($E_+ = 2$ Mev) associable avec une interaction donnant un $K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-$.

Ces évènements peuvent s'interpréter comme des réactions d'un neutron sur un noyau telles que :

$$(1) \quad n + N_Z^A \to p + N_{Z-1}^A \quad \text{ou}$$

$$(2) \quad n + N_Z^A \to p + n + N_{Z-1}^{A-1}$$

Le proton peut être assez énergique pour être vu ; le noyau résiduel s'il est instable peut quelquefois donner un électron, soit par radioactivité β^- soit par émission d'un rayon γ qui peut se manifester par un électron de conversion interne (électron Auger).

Pour les noyaux dont la production est rendue possible par les réactions (1) et (2) à partir des noyaux du mélange C_6^{12} F_9^{19} Br_{35}^{79} Br_{35}^{81} les transitions connues β^- ou γ les plus énergiques (1) sont :

B_5^{12} : radioactivité β^- ; la vie moyenne $\sim 2\ 10^{-2}$ sec
E_{max} de l'électron : 13,4 Mev.
O_8^{16} : radioactivité γ : γ de 7 Mev.

Il est prudent de ne pas retenir a priori les Λ_β° dont l'électron aurait une énergie inférieure à 15 Mev. Aucun évènement de ce type ne fut trouvé en plus des 4 signalés déjà.

3 - ANALYSE DIRECTE DES CANDIDATS V_β° TROUVES

Répondant aux caractéristiques prises pour l'identification de l'électron (Ch. IV) et aux critères qui viennent d'être exposés, 12 candidats V_β° ont été trouvés dont le tableau II donne les caractéristiques immédiates.

Des huit Λ_β° qui seront retenus :

1 - Les pages 38bis et ter montrent les reproductions

2 - Le tableau III donne les valeurs mesurées dans le laboratoire

3 - Le tableau IV donne le résumé de leur étude de la façon suivante. Il s'agit de prouver l'existence de Λ_β°. Nous verrons qu'en général pour une autre interprétation l'évènement analysé présenterait des caractéristiques anormales. Nous pouvons alors calculer en tenant compte de ces caractéristiques (normales pour un Λ_β°) le nombre d'évènements correspondant à cette interprétation que, dans le lot de photos étudiées, nous pouvons attendre en moyenne. L'étude qui va suivre va

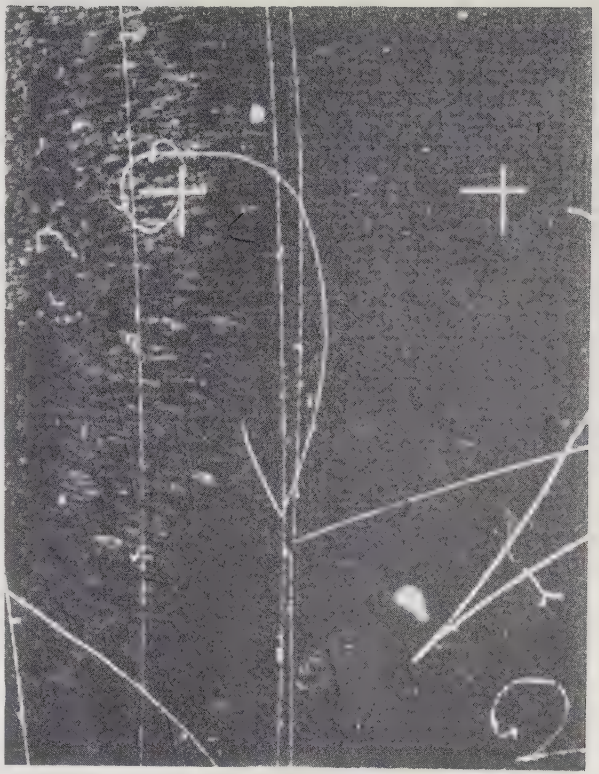
---

(1) Table of Isotopes : Rev. of Mod. Phys. *30*, 2 - II (1958)

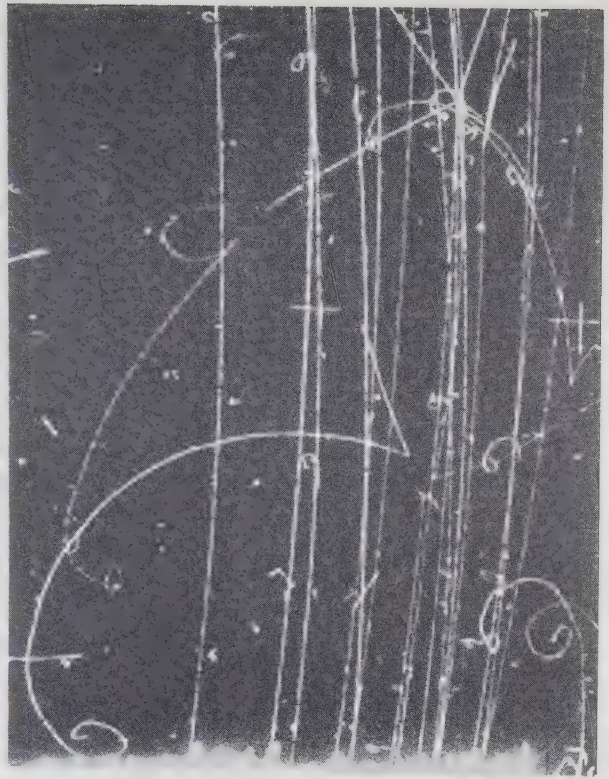
N° de référence	N° de photo	Particule associée sous forme de V°	Secondaire positif	Secondaire négatif			Nature du V° après examen
				Arrêt (électron)	Début de spiralisation	Rayon $\delta > 2$ cm	
1	76.608	K_1°	arrêt	×			Λ_β°
2	79.326	K_1°	arrêt	×			Λ_β°
3	118.620	K_1°	arrêt	×			Λ_β°
4	174.178	K_1°	arrêt			2,2 cm	Λ_β°
5	110.619	K_1°		×		16 cm	Λ_β°
6	72.861		arrêt	×			Λ_β° (Σ° possible : 1γ point. sur arrêt
7	83.412		arrêt	×			Λ_β°
8	189.097				×		Λ_β°
9	176.074		interac.		×		K_β°
10	141.457	Λ°		×			K_β° ou K_μ° ?
11	79.700		arrêt			2,9 cm	étoile de neutron $p + \pi^-$
12	99.206	Λ°				2,1 cm	$K_1^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

TABLEAU II - Caractéristiques des candidats V_β°

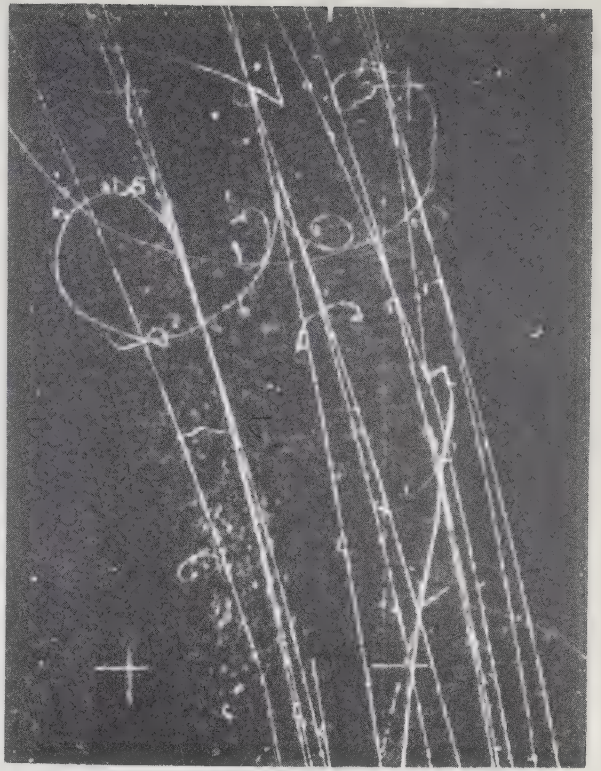
1



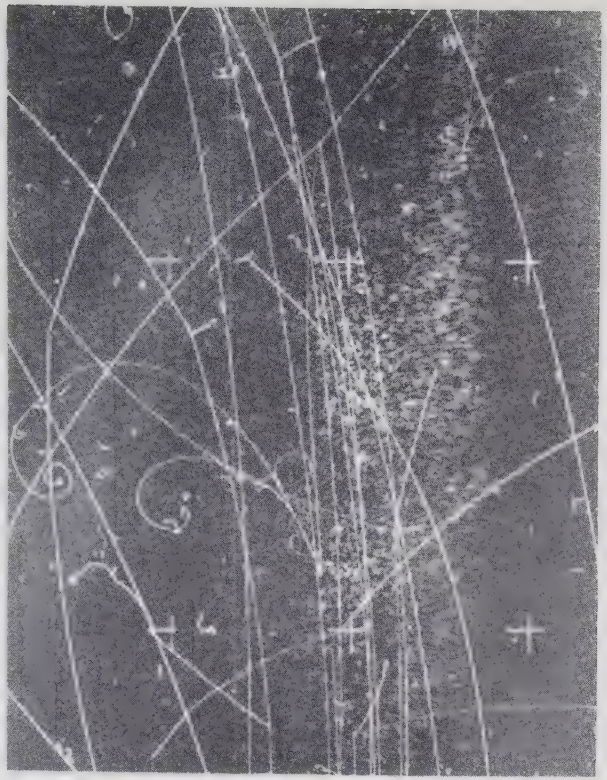
2



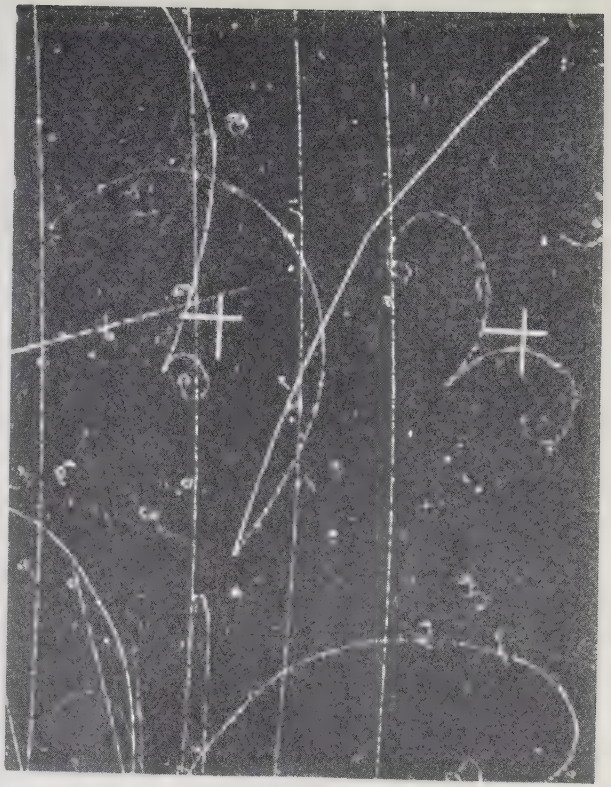
3



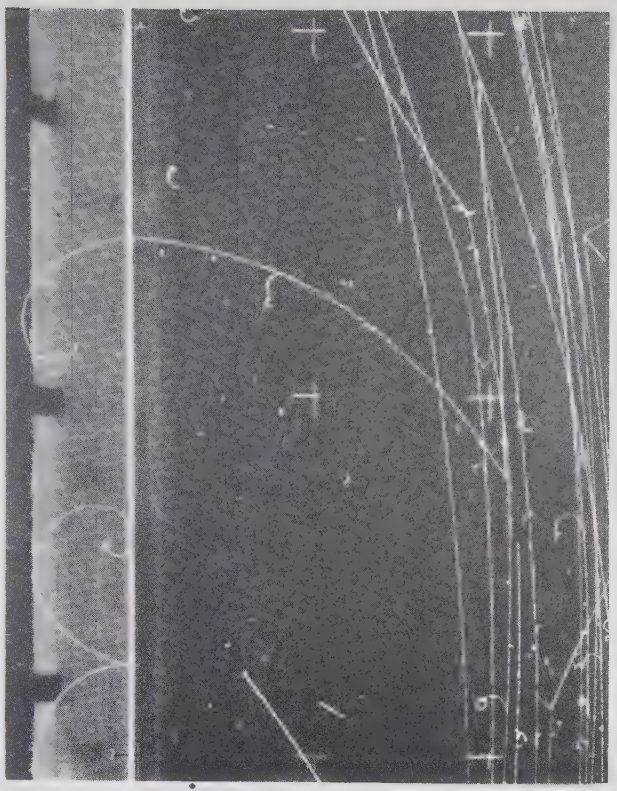
4



5



6



7

8

consister en particulier à établir ces chiffres n_{att}. Les chiffres sont tous très faibles et il nous suffira d'avoir un très bon ordre de grandeur pour conclure à l'existence d'un Λ^o_β.

Dans un seul cas (n° 8) une telle étude ne donnera rien et il sera nécessaire de faire intervenir le nombre absolu de Λ^o_β et de K^o_β et des probabilités *comparées* entre ces deux hypothèses pour en tirer une conclusion.

La façon de mener cette étude sera la suivante :

a - On cherchera d'abord les vrais V^o_β : l'hypothèse π^- ou $\pi^- \to \mu^- \to e^-$ sera examinée pour la particule négative.

b - On essaiera d'identifier les protons par rapport au π^+ et de séparer les K^o_β des Λ^o_β.

c - On étudiera les autres bruits de fond possible (γ à angle ouvert, étoile de neutron avec paire de Dalitz ou électron de conversion interne).

N°	p_+ (proton) Mev/c	p_- (électron) Mev/c	θ_+ degrés	θ_- degrés	θ degrés
1	537	25^{+17}_{-12}	18,0±1,7	71,0±5,4	88,5±5,4
2	318	106^{+45}_{-25}	11,3±3,2	34,5±1,6	46,0±2,3
3	377	110^{+47}_{-27}	6,1±7,3	66,5±6,4	71,4±3,3
4	288	169^{+73}_{-39}	11,4±9,0	46,8±1,8	58,1±9,4
5	700^{+154}_{-80}	360^{+154}_{-82}	9,1±1,9	30,3±3,5	40,1±3,3
6	587	101^{+43}_{-23}	9,4±6,2	39,0±5,3	32,4±4,2
7	597	280^{+120}_{-65}	10,6±1,2	24,0±0,4	34,2±1,1
8	1100^{+164}_{-133}	128^{+55}_{-30}	8,1±0,9	72,5±0,6	80,6±0,6

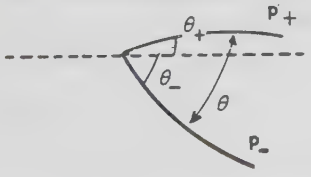


TABLEAU III - Mesures du Λ^o_β dans le système du laboratoire

N° du candidat Λ°_{β}	π^- sur toute la longueur	$\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$	K°_{β}	γ angle ouvert	Paire de Dalitz	Etoile de neutron + p Dalitz à 1 branche	Etoile de neutron + électron conversion interne
1	-	10^{-4}	-	-	-	$8\ 10^{-3}$	$< 3\ 10^{-2}$
2	-	$3\ 10^{-2}$	-	$5\ 10^{-4}$	$2\ 10^{-3}$	$2\ 10^{-3}$	-
3	-	$2\ 10^{-2}$	-	$5\ 10^{-4}$	$2\ 10^{-3}$	$2\ 10^{-3}$	-
4	$4\ 10^{-3}$	$6\ 10^{-4}$	-	10^{-3}	$4\ 10^{-3}$	10^{-3}	-
5	-	$5\ 10^{-5}$	-	$5\ 10^{-5}$	-	$5\ 10^{-4}$	-
6	-	$6\ 10^{-3}$	$< 3\ 10^{-2}$	-	-	$2\ 10^{-3}$	-
7	-	$3\ 10^{-2}$	$< 3\ 10^{-2}$	-	-	$5\ 10^{-4}$	-
8	$2\ 10^{-3}$	10^{-2}	Λ° : 97% K° : 3%	$5\ 10^{-5}$	-	$2\ 10^{-3}$	-

TABLEAU IV - Nombre attendu d'évènements correspondants aux diverses interprétations possibles - (- signifie: $n_{att} < 10^{-5}$)

A - IDENTIFICATION DE L'ELECTRON

① - Si la trajectoire est formée d'une seule particule : π^- ou e^-?

a - Identification par rayon δ? (N° 4, 11, 12)

3 candidats sont caractérisés uniquement par des rayons $\delta > 2$ cm. Les deux derniers (N° 11, 12) ont un rayon δ compatible avec la courbure mesurée pour l'hypothèse π^-, mais non pas le premier (N° 4).

Le N° 12 accompagné d'un Λ° est compatible avec un K_1° (le critère 1 $_{\text{rayon } \delta} > 2$ cm a été choisi pour le Λ° où $(p_{\pi^-})_{max} = 300$ Mev/c, tandis que pour le K° $(p_{\pi^-})_{max} = 400$ Mev/c).

Le N° 11 a les caractéristiques suivantes :

proton : (arrêt)	$P_+ = 392$ Mev/c.	$\theta_+ = 33,4 \pm 2,9^\circ$
particule : négative	$P_- = 624 \pm 90$ Mev/c	$\theta_- = 17,7 \pm 0,6^\circ$
		$\theta = 48,8 \pm 2,8^\circ$

Il a été interprété comme étoile de neutron pour les deux raisons suivantes :

1 - p_+ et θ en supposant connue la masse du Λ° donnent :

pour $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$ $\quad p_{\pi^-} = 164 \pm 3$ Mev/c

pour $\Lambda^\circ \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ $\quad p_{e^-} < 242 \pm 6$ Mev/c

2 - Le test "moment transverse" donne :

θ_+ mesuré $= 33,4 \pm 2,9^\circ$ $\qquad \theta_{+max} = 22,0^\circ$ (hypothèse Λ°_β)

Pour le N° 4, le moment de la particule, mesuré comme π^-, est 106 Mev/c et n'est compatible qu'à 4,5 écarts avec le moment minimum capable de donner un rayon δ de 2,2 cm. Comme aucun autre Λ° n'a de tel rayon δ le nombre que l'on pourrait attendre de tels évènements $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$ est : $\quad n_{att} < 1 \cdot 10^{-5}$ (4,5 écarts)

La probabilité pour que le rayon δ soit un électron de fond (électron Compton) superposé par coïncidence à la trace peut être envisagé. La longueur moyenne de π^- de 2.000 $\Lambda^\circ \longrightarrow p + \pi^-$ (1) de l'expérience est de 15 cm, le diamètre d'une bulle est $\sim$ 1 mm, le volume d'un π^- relatif à celui de la chambre est donc $\sim \dfrac{0,01.15}{100.50.50}$; le nombre moyen par photo d'électrons de fond de longueur > 2 cm, et dirigés vers l'avant comme les π^- est de ~ 3. Le nombre de coïncidences est donc $n_{att} \sim \dfrac{0,01.15.2000.3}{100.50.50} = 4\ 10^{-3}$.

(1) Voir détermination des nombre de Λ° - Ch. VII.

b - Identification par début de spiralisation (N° 8, 9)

Par application du test "moment-parcours" :

N° 8 : trajectoire mesurée sur 2 tronçons : incompatibilité avec un π^- : 2 écarts et 4 écarts :

$$n_{att} \sim 3000.2{,}2\ 10^{-2}.3\ 10^{-5}$$
$$= 2\ 10^{-3}$$

(Quand le nombre de V^o intervient dans le calcul de n_{att} on prendra $n_{\Lambda^o} = 2000$ ou $n_{\Lambda^o} + n_{K^o} = 3000$ suivant les cas d'identification du V^o)

N° 9 : incompatibilité du π^- : 4,5 écarts
Comme $K_1^o \to \pi^+ + \pi^-$: $n_{att} \sim 1000.\ 1\ 10^{-5} = 10^{-2}$
De même l'incompatibilité avec un μ^- (K^o_μ ou Λ^o_μ) est encore plus importante, étant donné le nombre attendu de K^o_μ ou Λ^o_μ.

c - Identification par arrêt

Des mêmes tests "moment-parcours" élimineraient l'hypothèse avec une probabilité ~ 100% !

Ainsi les 10 premiers V^o sont de bons candidats V^o_β, les deux derniers étant définitivement rejetés.

(2) - Possibilité de désintégration $\pi^- \to \mu^- \to e^-$ (ou $\mu^- \to e^-$)

Cette possibilité n'est pas étudiée pour les N^os 9,10 incompatibles avec des Λ^o_β (voir plus loin) et considérés comme des K^o_β sans étude plus poussée (ce qui n'est pas nécessaire ici), mais seulement pour les évènements 1-8.

Une interprétation possible pour ces évènements serait que la particule négative soit un π^- qui se désintègre en vol en μ^- qui à son tour se désintègre en électron à l'arrêt (le π^- est presque toujours absorbé à l'arrêt et le μ^- a une vie moyenne assez grande pour pouvoir négliger sa désintégration en vol).

Le calcul de n_{att} a été fait pour chaque évènement de la façon suivante :

n_{att} = N.a.b.c.d.e.

N : Nombre de V^o (2000 Λ^o ou 3000 V^o)

a : Probabilité de désintégration en vol du π^- sur la longueur moyenne des π^- dans la chambre : a ~ 2%.

b : Probabilité pour qu'il n'y ait pas d'angle possible $\pi_- \mu > 10^o$; un angle minimum de 10° est supposé être visible sur la trajectoire: b ~ 0,2.

c : Probabilité de désintégration du μ^- à l'arrêt: c = 61% (1).

d : Probabilité pour que la désintégration du $\mu^- \to e^-$ se fasse avec un angle < 10° (s'il y a lieu). La direction de l'électron doit

(1) cf. Chap. VIII p.80.

évidemment être isotrope par rapport à la direction du μ et pour un angle $\theta_{\mu e} < 10^o$:

$$d = \frac{1}{2}(1 - \cos 10^o) = 8 \cdot 10^{-3}$$

e : Probabilité d'avoir un π^- ou μ^- ou un e^- de 50 Mev/c max. dû à la désintégration du μ ; étant donné les incompatibilités fournies par les tests moment-parcours ou moment-rayon δ (N° 4) (variation entre 1 et 3 écarts).

Pour N = 2000 $a = 2.10^{-2}$ $b = 0,2$ $c = 0,61$ $d = 8.10^{-3}$
$e = 0,15$ $n_{att} = 4.10^{-3}$

Les chiffres obtenus sont résumés par le tableau IV. Pour le N° 1 où l'électron est de faible énergie et donc présente des coudes possibles, $n_{att} = 9\ 10^{-2}$; mais par ailleurs le moment transverse du proton, compatible avec l'hypothèse Λ^o_β, est incompatible (3 écarts) avec l'hypothèse $\Lambda^o \to p + \pi^-$ (cf. planche IV) :

$$\theta_+ = 18,0 \pm 2,0^o \qquad (\theta_+)_{max} = 18,5^o \text{ (hyp. } \Lambda^o_\beta) \qquad (\theta_+)_{max} = 10,5^o \text{ (hyp. } \Lambda^o_\pi)$$

Cette possibilité $\pi^- \mu^- e^-$ peut être ainsi raisonnablement exclue pour les 8 évènements qui seront considérés comme V^o_β ainsi que les deux autres.

B - IDENTIFICATION DU PROTON ET SEPARATION DES K^o_β

Le problème le plus important pour ces V^o_β ainsi identifiés est de séparer les Λ^o_β et K^o_β quitte à revenir ensuite sur d'autres interprétations possibles (γ à angle ouvert...)

① - Identification "directe" pour tous les évènements sauf 8 et 9

N^os 1, 2, 3,4 : Arrêt du positif (après scattering pour 1 et 2)
Association d'un $K^o_1 \to \pi^+ + \pi^-$ reconnu

N^os 6,7 : Arrêt du positif (après scattering)

N° 5 : Présence d'un $K^o_1 \to \pi^+ + \pi^-$ reconnu
Le positif est énergique et sort (compatible π^+ ou p)

N° 10 : Présence d'un Λ^o reconnu
Test moment-parcours sur le positif
Test moment-transverse
] compatible Λ^o_β ou K^o_β.

Ces évènements ne créent pas de difficultés : le N° 10 est interprété comme K^o_β, les autres comme Λ^o_β : à tout prendre, le nombre attendu de K^o_β ressemblant aux N^os 6 ou 7 serait $n_{att} < 3.10^{-2}$ car sur 100 K^o_1 analysés (Ch. VII) aucun ne présente un π^+ s'arrêtant en vol comme un proton (avec ou sans scattering). Pour les autres évènements n_{att} est négligeable (présence du $K^o_1 \to \pi^+ + \pi^-$ associé). La planche IV montre la répartition des évènements 1-10 pour le test "moment-transverse".

(2) - Cas du N° 9

La particule positive interagit après 7 cm de parcours en donnant une étoile à 2 branches (2 protons). L'énergie de ces branches permet de connaître le moment minimum du secondaire positif dans l'hypothèse proton $p_+ > 535$ Mev/c. Le test "moment-transverse" donne $\theta_+ = 41,3 \pm 6,1°$; $(\theta_+)_{max} = 17,5°$ pour un Λ°_β : > 3 écarts .

Cet évènement sera considéré comme K°_β (ou Λ°_β ayant fait un scattering non visible ?) Il sera par ailleurs judicieux de faire également pour les Λ° normaux une coupure, par exemple à 2 écarts, sur le test "moment-transverse". (Ch. VII)

(3) - Cas du N° 8

Le N° 8 a une branche positive énergique (~ 1100 Mev/c) qui sort de la chambre après un parcours de 60 cm. La particule associée n'est pas visible et le test moment-parcours est compatible avec le Λ°_β ou le K°_β.

$$\left.\theta_+ = 8,1 \pm 0,9°\right] \quad \begin{array}{l} \theta_{+max} = 9° \text{ pour } \Lambda^\circ_\beta \\ \theta_{+max} = 12° \text{ pour } K^\circ_\beta \end{array}$$

L'analyse cinématique ne permet pas de trancher non plus (p.48). Une méthode radicale serait de ne retenir que les Λ°_β associés à des K°_1 ; pourtant plusieurs caractéristiques vont nous conduire à admettre la nature Λ°_β de cet évènement, en calculant dans les 2 hypothèses Λ° ou K° quelles sont les probabilités relatives pour que ces caractéristiques soient présentes. Pour rendre plus probant le résultat, dans le doute, nous préférons prendre des conditions favorables au K°_β .

a - La particule associée n'est pas visible (pas de V°, aucun γ de désintégration neutre).

Hypothèse Λ° : La probabilité est de 50% de ne pas voir le K° associé : le K°_2 se désintègre rarement dans la chambre, le K°_1 sous forme chargée ou neutre est toujours visible.

Hypothèse K° : Le Λ° s'il n'est pas visible, s'est désintégré en mode neutre : $\Lambda^\circ \rightarrow n + \pi^\circ$; supposons qu'on ne voie jamais les γ du π° : Ceci nous donne une probabilité de 30% de ne pas voir le Λ° associé.

b - La particule positive n'a aucun rayon δ sur 60 cm.

On a vu (Ch. IV) qu'une particule de moment p et de masse m ne peut fournir de rayon δ d'énergie supérieure à $(p/m)^2$. Pour un proton $(p/m)^2 = 1,4$ Mev (longueur 1 cm). Pour un π^- $(p/m)^2 = 6$ Mev. On peut facilement connaître les probabilités pour qu'un p ou un π ne donne pas de rayon $\delta > 1$ cm.

Proton : 100%

π^- : 23% (± 3%) : mesure faite sur les π^- du faisceau sur une longueur de 60 cm.

c - Le test du moment transverse : l'angle faible θ_+ doit être plus en faveur du Λ° que du K° bien que $(\theta_+)_{max}$ soit faible aussi pour le $K^\circ_{\beta_0}$. On peut se poser le problème suivant : étant donné l'énergie de ce V° dans l'hypothèse Λ° ou K°, quelle est la probabilité ϵ pour que par exemple $6^\circ < \theta^+ < 9^\circ$ (valeur entourant la valeur trouvée 8°)? Pour la calculer, il faut supposer un spectre du moment du p ou du π dans le C.M. :

1 - Hypothèse Λ°

Le spectre expérimental est peu significatif. Nous prendrons le spectre attendu dans la théorie V-A (Fig. 7) qui par rapport au couplage vectoriel pur ne favorise pas l'hypothèse Λ°_β (Tableau V).

2 - Hypothèse K°

Le spectre expérimental est peu connu. D'après de récentes expériences sur les K°_β [1] et les K^+_{e3} [2] les couplages S et V pourraient être présents et peut-être plutôt le couplage V [2]. La figure 8 et le tableau V montrent que le couplage V ne favorise pas l'hypothèse K°_β. Nous supposerons ainsi un spectre uniforme, le résultat étant d'ailleurs peu sensible à la forme de ce spectre.

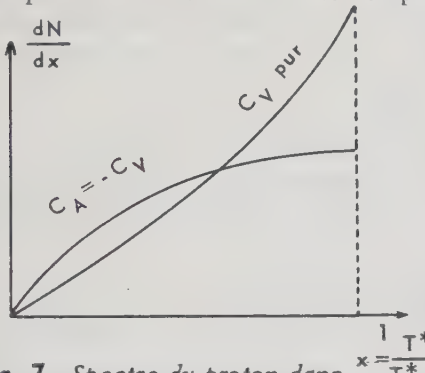


Fig. 7 - *Spectre du proton dans le CM du Λ°_β*

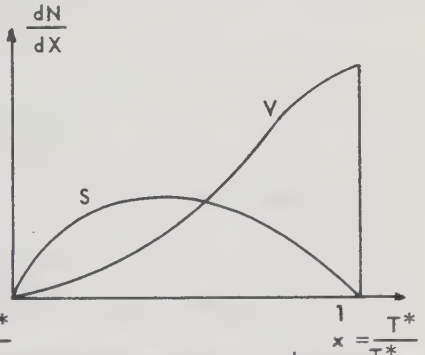


Fig. 8 - *Spectre du π^+ dans le CM du K°_β*

Λ°		K°	
x	ϵ en %	x	ϵ en %
0,12	0	0,1	37
0,40	0	0,3	12
0,60	57	0,5	10
0,75	68	0,7	9
0,90	73	0,9	8
	ϵ_{moy} = 40 %		ϵ_{moy} = 15 %

TABLEAU V - ϵ : **probabilité pour que $6^\circ < \theta_+ < 9^\circ$**

En prenant des valeurs équiprobables, suivant les spectres choisis, pour $x = \frac{T^*}{T^*_{max}}$ (T^*=énergie cinétique du p ou du π dans le CM du V°) on peut calculer la valeur moyenne de ϵ (Tableau V).

Ces trois caractéristiques favorisent le Λ_β et aucune autre n'a été trouvée qui favorisait au contraire le K°_β. D'une part 7 V°_β

(1) D. Luers, I.S. Mittra, W.J. Willis, S.S. Yamamoto - Phys. Rev. Let. 7, 255 (1961)
(2) J.L. Brown, J.A. Kadyk, G.H. Trilling, R.T. Van de Walle, B.P. Roe, D. Sinclair - Phys. Rev. Let. 7, 423 (1961)

sont déjà des Λ^o_β. En nous mettant dans les conditions défavorables pour le Λ^o_β, on peut supposer qu'il y ait d'autre part 3 K^o_β (le moment moyen des K^o_1 étant de 500 Mev/c, sur une distance de x = 15 cm, la vie moyenne du K^o_2 étant $\tau = 6{,}1\ 10^{-8}$ sec, le nombre de K^o_β à attendre est $N_{K^o_2} \frac{x}{\beta\gamma c\tau} . \epsilon$ avec $\epsilon = \frac{n\,K^o_\beta}{n\,K^o_2} = 0{,}21$ (1)

soit : $\frac{1500.15}{1.3 . 10^{-10} . 6{,}1 . 10^{-8}} . 0{,}21 \sim 3$). En tenant compte des caractéristiques a, b, c les probabilités comparées sont :

hypothèse Λ^o : 7.0,5.1. 0,4 = 1,4
" K^o : 3. 0,3 . 0,23 . 0,15 = 0,03

soit $\begin{cases} \Lambda^o : 98\% \\ K^o : 2\% \end{cases}$

Le V^o_β ne pourrait-il être un K^o_2 produit à l'extérieur de la chambre ? Nous avons regardé avec soin les possibles V^o_β associés à des interactions rejetées (par le critère 5 du tableau I) : aucun K^o_β ne fut trouvé. Tenant compte du rapport $\frac{\text{interaction "retenue"}}{\text{interaction non retenue}} = \frac{13}{100}$, de la probabilité d'avoir une interaction retenue bien située pour le V^o étudié (5/100) et de l'absence de rayon δ (0,23) le bruit de fond attendu est :

$$n_{att} < \frac{1.13}{100} \quad \frac{5}{100} . 0{,}23 \sim 2\ 10^{-3}$$

Cette hypothèse a encore moins de faveur que celle du K^o_β produit dans la chambre.

C - AUTRES BRUITS DE FOND POSSIBLES

1 - γ à angle ouvert

a - Cas des N^os 1, 2, 3, 4, 6, 7, où la particule positive s'arrête.

Nous avons vu plus haut (p.34) que le nombre global de γ d'énergie E et d'angle $\theta_- > \theta_1$ à attendre de ce type dans le lot de photos était : $n_{att} = \frac{270}{E^2_{(Mev)}} \quad \frac{1}{1 - \cos\theta_1}$ soit pour $\theta_1 \sim 20^o$ $n_{att} = \frac{4{,}5\ 10^3}{E^2}$

L'énergie E du γ serait donnée par le tableau III avec $E = p_+ + p_-$ sauf peut-être pour les N^os 2 - 3 - 4 où la particule positive est assez courte et où nous prendrons E ~ 200 Mev/c.

Il faut tenir compte en outre :
- de la probabilité d'avoir un K^o_1 dans la photo (N° 1, 2, 3, 4) :

$$\epsilon_1 \sim \frac{1000\ K^o_1}{120.000 \text{ photos}} = 8\ 10^{-3}$$

(1) Conférence d'Aix en Provence - Sept. 1961 :
- D. Luers, I.S. Mittra, W.S. Willis, S.S. Yamamoto
- A. Astier, L. Blaskovic, M.M. de Courèges, B. Equer, A. Lloret, P. Rivet, J. Siaud.

- de la probabilité d'avoir un coude > 10° sur le positif (N^{os} 1, 6, 7) $\epsilon_2 \sim 10^{-3}$ pour un électron de 400 Mev/c sur 15 cm.
- de l'ionisation de la particule en faveur du proton (sauf N° 4) $\epsilon_3 \sim 0,5$. En pratique, $n_{att} < 10^{-5}$ pour N^{os} 1, 6, 7, $n_{att} \sim 10^{-3}$ pour N^{os} 2, 3, 4.

b - Cas des N^{os} 5 et 8

Le γ aurait une énergie de ~ 1000 Mev. Un dépouillement partiel sur 3% des photos n'a donné aucun γ à angle nul de cette énergie. Le nombre attendu correspondant est alors, avec la probabilité P donnée p.34, pour $\theta_1 = 20°$:

$$n_{att} < 1 \frac{100}{3} \cdot 0,09 \frac{1}{E^2_{(Mev)}} \cdot \frac{1}{1 - \cos \theta_1} \sim 3\ 10^{-6} \cdot \frac{1}{0,06} \sim 5\ 10^{-5}$$

2 - Paire de Dalitz d'un V° qui se désintègre sous mode neutre

Les paires d'électrons de Dalitz peuvent avoir un angle ouvert au contraire des γ ordinaires. Ces paires de Dalitz viendraient de désintégration d'un $\Lambda^\circ \to n + \pi^\circ$ ou $K_1^\circ \to \pi^\circ + \pi^\circ$.

L'énergie maximum des π° est 300 Mev/c pour un Λ° et 400 Mev/c pour un K° : les N^{os} 1, 5, 6, 7, 8 seraient des γ d'énergie > 500 Mev/c et donc incompatibles avec des paires de Dalitz. Les N^{os} 2, 3, 4 associés à des K_1° auraient une énergie > 200 Mev/c. Pour ces évènements n_{att} peut se calculer en considérant :

- le nombre total de $\Lambda^\circ \to n + \pi^\circ$ associés à un $K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-$ $\left(\frac{1000}{3}\right)$ et le nombre de γ correspondant $\left(\frac{2.1000}{3}\right)$
- la probabilité d'avoir un π° de Λ° > 200 Mev/c dans le lot étudié, (~ 10%) et la probabilité pour un π° de ~ 250 Mev/c de donner un γ > 200 Mev/c (25%) : soit $\epsilon_1 = 2,5\ 10^{-2}$.
- l'arrêt du positif : $\epsilon_2 = 3/100$
- la probabilité de paire de Dalitz : $\epsilon_3 = 1/80$
- l'ionisation du positif en faveur du proton : $\epsilon_4 \sim 0,5$
- la probabilité qu'un γ de Dalitz ait un angle > 20° ~ 0,5 (1)

Ces facteurs donnent $n_{att} \sim 2/3\ 10^3 \cdot 2,5\ 10^{-2} \cdot 3\ 10^{-2}\ 1/80 . 1/4 \sim 2\ 10^{-3}$.

3 - Etoile de neutron : proton + γ de Dalitz avec e^+ non visible

Cette étoile proviendrait par exemple de la réaction :

$$n + p \to n + p + \pi^\circ \to \gamma + e^+ + e^-$$

Les paires de Dalitz sont produites par rapport au γ avec une fréquence

(1) M. Derrick, J.G. Fetkovitch, T.M. Fields, J. Deahl - Phys. Rev. *120*, 1022 (1960).

de 1/80. Pour une énergie E de la paire, la distribution des énergies pour l'un des électrons est approximativement constante [1] de O à E, et pour un γ de 100 Mev/c la probabilité de ne pas voir l'électron positif à cause d'une énergie trop faible (l < 1mm → E < 0,3 Mev) est $\sim \frac{0,3}{100}$. Par ailleurs, la probabilité de disparition de l'e^+ en vol sur 1mm est $\sim 10^{-3}$ (probabilité de 10% sur 15cm), d'ou la probabilité totale de ne pas voir d'e^+ est $\sim (3+1)10^{-3}$.

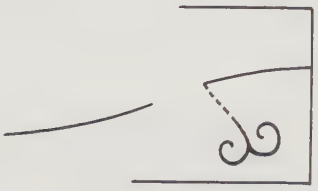


Fig. 9

Un dépouillement partiel sur 3% des photos a donné une seule étoile de neutron du type p + 1 paire pointant sur le sommet (Fig. 9).

On a donc :

$$n_{att} \sim \frac{1}{80} . 4\,10^{-3} . \frac{100}{3} \sim 2\,10^{-3}$$

4 - Etoile de neutron avec un électron de conversion interne ou de radio-activité β

Le bruit de fond est à considérer uniquement pour le N° 1 dont l'électron a une énergie de 25 Mev/c $^{+17\ \text{Mev/c}}_{-12\ \text{Mev/c}}$. L'énergie maximum possible est de 13 Mev/c (p.35) d'après les processus connus. Par ailleurs 4 évènements de ces types ($E_{électron}$ < 5 Mev) ont été trouvés mais rejetés tous par les critères de départ. Dans les conditions les plus défavorables, si l'electron de 13 Mev/c est effectivement produit dans la chambre on peut admettre qu'au moins 1/4 serait incompatible avec les Λ°_β (comme pour les autres electrons d'énergie < 5 Mev). On aurait ainsi $n_{att} < 1.1/4.0,13 \sim 3\ 10^{-2}$ (0,13 correspond à 1 écart).

Après cette étude détaillée, il serait bien difficile de mettre en doute l'existence d'un mode de désintégration du Λ° en $p + e^-$. L'analyse cinématique qui suivra, faite suivant le mode de désintégration $\Lambda^\circ \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ sera compatible et donnera des énergies différentes de zéro pour le $\bar{\nu}$ ce qui justifiera cette désintégration en 3 corps.

Des 12 évènements au départ, 8 peuvent être raisonnablement considérés comme Λ°_β, après avoir étudié toutes les autres interprétations possibles dont le tableau IV résume la faible probabilité.

---

(1) M. Derrick, J.G. Fetkovitch, T.M. Fields, J. Deahl - Phys. Rev. *120*, 1022 (1960).

Cette étude a été basée essentiellement sur l'identification directe de l'électron, sans faire appel à des différences de cinématiques entre Λ°_{β} et $\Lambda^{\circ} \rightarrow p + \pi^{-}$. Pourtant il peut être utile de considérer quelques caractéristiques des désintégrations à 2 corps. En faisant l'hypothèse p et π^{-} pour les branches de ces V°, nous avons mesuré la valeur Q $(p + \pi^{-})$ (sauf quand l'erreur sur p est supérieure à 50%) et l'angle α entre la ligne de vol et le plan du V° (tableau VI).

Les résultats trouvés pour Q sont compatibles à 1 erreur avec $Q_{\Lambda^{\circ}} = 37$ Mev sauf les numéros 6 et 8. On peut d'ailleurs calculer que pour un Λ°_{β} interprété comme Λ°_{π} la valeur Q ainsi calculée doit être $0 < Q < 100$ Mev.

N°	Q (Mev)	$\lvert\alpha\rvert$ (degrés)
1	-	2,8 ± 2,1
2	23^{+18}_{-10}	1,3 ± 7,5
3	37^{+54}_{-9}	1,5 ± 4,0
4	43^{+30}_{-17}	0,4 ± 3,5
5	38^{+22}_{-14}	1,2 ± 0,8
6	11^{+14}_{-7}	7,5 ± 2,6
7	44^{+16}_{-12}	2,5 ± 1,7
8	112^{+30}_{-19}	1,3 ± 2,3

TABLEAU VI

L'angle α est faible, aussi faible que pour les désintégrations $\Lambda^{\circ} \rightarrow p + \pi^{-}$. Par ailleurs s'il ne doit pas être nul a priori, il est néanmoins petit (le calcul donne $\sim 6^{\circ}$ pour un cas moyen). Il est vain de vouloir tirer davantage d'une aussi faible statistique, mais l'angle moyen semble un peu trop petit....

Ce qui est sûr c'est que ces deux paramètres illustrent assez la supériorité de la méthode "directe" dans cette chambre, sur une méthode basée sur des différences de cinématique.

3 - ETUDE CINEMATIQUE DES 8 Λ^0_β

a - Conditions de possibilités du $\Lambda^0 \to p + e^- + \bar{\nu}$

Le but de cette étude est avant tout de montrer que ces évènements sont compatibles avec la désintégration $\Lambda^0 \to p + e^- + \bar{\nu}$. La cinématique à la production donne l'énergie du Λ^0 avec peu de précision et il n'en a été tenu compte dans l'analyse que comme vérification ou comme moyen de trancher entre deux solutions.

Dans ces conditions, l'analyse faite à partir des mesures p_+, p_-, θ_+, θ_-, θ, comporte autant d'équations (4 : 3 pour les moments, 1 pour l'énergie) que d'inconnues (énergie du Λ^0, énergie et direction du neutrino). Pourtant le problème n'est pas toujours possible et sera soumis à 2 conditions.

1 - L'énergie E_n^* de la particule neutre dans le CM du Λ^0 est déterminée de façon unique par la relation :

$$2 m_\Lambda E_n^* = m_\Lambda^2 + m_n^2 - (m_+^2 + m_-^2) - 2 (E_+ E_- - p_+ p_- \cos \theta)$$

Ici

$$m_n = m_\nu = 0 \quad m_- << m_+ \text{ d'où } m_- \sim 0 \text{ et } E_- \sim p_-$$

soit

$$2 m_\Lambda E_n^* = m_\Lambda^2 - m_+^2 - 2 p_- (E_+ - p_+ \cos \theta)$$

La condition de possibilité est $0 < E_n^* < 163$ Mev (énergie maximum).

Si $E_n^* = 0$, on retrouve la relation bien connue d'une désintégration à 2 corps.

2 - La vitesse $\beta = v/c$ du Λ^0 a deux valeurs correspondant aux racines d'une équation du second degré :

$$\beta^2 (r^2 + s^2) - 2 \beta r + (1 - s^2) = 0 \quad \text{avec} \begin{cases} r = \dfrac{p_+ \cos \theta_+ + p_- \cos \theta_-}{E_+ + E_-} \\ s = \dfrac{m_\Lambda - E_n^*}{E_+ + E_-} \end{cases}$$

$$\beta = \frac{- r \pm s \sqrt{r^2 + s^2 - 1}}{r^2 + s^2}$$

La condition de possibilité est que β ait des racines réelles c'est-à-dire que l'on ait $r^2 + s^2 - 1 > 0$.

Si ces deux conditions sont remplies $0 < E_n^* < 163$ Mev et $r^2 + s^2 \geq 1$ la désintégration du $\Lambda^\circ \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ est possible et il y a même deux solutions dans le CM, du moins pour p_+^* et p_-^* donnés par les équations :

$$E_-^* = \gamma p_- (1 - \beta \cos \theta_-)$$

$$E_+^* = m_\Lambda - (E_n^* + E_-^*)$$

b - Résultats

La reconstitution cinématique a été faite pour les 8 évènements. La première condition est en général remplie, mais pas toujours la seconde.

Pour un évènement il y a deux racines pour β (N°2) : soit $p_\Lambda = 535$ ou 330 Mev/c ; la cinématique à la production donne $p_\Lambda \sim 490$ Mev/c et la première solution a été retenue.

Pour trois autres évènements il y a une seule racine (N°1, 3, 7).

Pour les quatre autres, il n'y a pas de racine réelle. Comme l'incertitude la plus grande sur les mesures vient de p_- ($\sim 30\%$), nous avons fait varier cette quantité le plus faiblement possible autour de la valeur mesurée. Nous avons ainsi obtenu pour des valeurs de p_- (compatibles toujours à 1 erreur standard avec les valeurs mesurées, mais toutes plus petites) une racine double pour 3 évènements et deux racines pour le dernier (N°5) (à cause d'une valeur négative pour E_n^* qui rend inacceptable la racine double).

Le cas de racine double correspond au cas où, dans le CM du Λ° le moment longitudinal du ν suivant la ligne de vol, est nul $[p_n^*]_L = 0$.

Pour chaque évènement nous avons calculé p_n^*, p_+^*, p_-^*, $\cos \theta_{ev}$ et $[p_n^*]_L$. Les valeurs sont résumées tableau VII. La valeur p_- indiquée est celle qui a donné la valeur de β acceptable ; quand cette valeur ne coïncide pas avec la valeur mesurée, cette dernière est indiquée entre parenthèses. Les erreurs ont été calculées en prenant une erreur standard sur p_- mesuré ; elles sont souvent dans un seul sens à cause des incompatibilités pour les racines de β.

On peut voir que $[p_n^*]_L$ est affecté d'une assez grande erreur en général, mais le fait que cette valeur soit souvent nulle (ν émis perpendiculairement à la ligne de vol) est curieuse d'autant plus que les composantes $[p_+^*]_L$ et $[p_-^*]_L$, elles, ne le sont pas. Si ceci était significatif, il faudrait peut-être croire à une forte corrélation entre ν et polarisation du Λ° (?) mais une fluctuation statistique n'est pas à exclure.

Les valeurs p_+, p_-, $\cos \theta_{ev}$ peuvent être des valeurs intéressantes pour l'étude de la nature de l'interaction (voir p.103) mais trop peu d'évènements existent ici pour en tirer quelque chose de significatif.

N	p_- Mev/c	p_{Λ° Mev/c	p^*_n Mev/c	p^*_- Mev/c	p^*_+ Mev/c	$[p^*_n]_L$ Mev/c	θ_{ev} degré
1	25	593^{+80}	139^{+10}	24_{-12}	163	-1^{+65}	0
2	106	535 ± 10	90^{+17}_{-31}	84^{+32}_{-18}	153^{+3}_{-13}	-91^{+17}_{-27}	58^{+7}_{-17}
3	103	440_{-70}	81^{+16}	94_{-18}	61^{+22}	0_{-56}	140_{-16}
4	138 (169)	390_{-40}	61^{+5}	113_{-5}	82_{-12}	0_{-40}	135_{-30}
5	285 (360)	1000	1^{+5}	162_{-4}	162	0,50	90^{+46}
6	78 (101)	710	123	50	83	0	157
7	280	850_{-110}	8^{+36}	157_{-30}	151_{-50}	0_{-30}	135^{+1}
8	98 (128)	1180	52	111	160	0	21

TABLEAU VII - Reconstitution cinématique des Λ°_β

CONCLUSION

Il était difficile de résumer plus brièvement cette étude puisque c'est elle qui permet de déterminer sans ambiguité l'existence et le nombre de Λ°_β. Elle illustre aussi, sur un certain nombre d'évènements, la valeur des critères d'identification des électrons et des Λ°_β exposés dans le chapitre IV. En regard, les seules différences de cinématique entre Λ°_β et $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$ ne permettent guère de conclure ; ceci justifie le choix que nous avons fait de ne pas mesurer tous les V° où le π^- et e^- ne sont pas identifiés directement.

Il nous reste évidemment à montrer que la méthode d'identification directe est très efficace.

Le peu d'évènements Λ°_β trouvés permet déjà d'anticiper un résultat qui deviendra plus net à la fin de cette étude. Si l'on suppose une probabilité d'identification des électrons de 70%, pour un nombre de Λ° désintégrés dans la chambre de 3000, ce qui est un bon ordre de grandeur, et si l'on suppose exact le rapport de branchement du Λ_β de 1,6%, on aurait dû avoir $\sim 3000 . 1,6\ 10^{-2} . 0,7 = 33\ \Lambda_\beta$. On peut calculer que la probabilité de n'en observer que 8 est $\sim 10^{-6}$ ce qui vient déjà rejeter ce rapport théorique.

Bien plus, ce nombre de 8 va nous permettre de mesurer ce rapport de branchement.

CHAPITRE VI

PROBABILITE D'IDENTIFICATION DES ELECTRONS

INTRODUCTION

Il faut maintenant déterminer la probabilité d'identification des électrons des Λ°_{β}. Avec les critères utilisés, outre le cas d'absence de rayons δ caractéristiques (> 2 cm), l'électron n'aura pas été reconnu s'il est sorti de la chambre avec $L < L_{max}$ (Fig. 1) en projection orthogonale sur la glace avant. Le cas aura été en particulier celui d'électrons ayant perdu peu d'énergie par bremsstrahlung ; en première approximation on peut ainsi supposer que la trajectoire visible est circulaire. Si alors de cet électron nous connaissons l'origine, la direction et le moment initiaux, nous pouvons déterminer sa longueur totale visible l et, en projection orthogonale, le rayon vecteur L pris entre les points extrêmes.

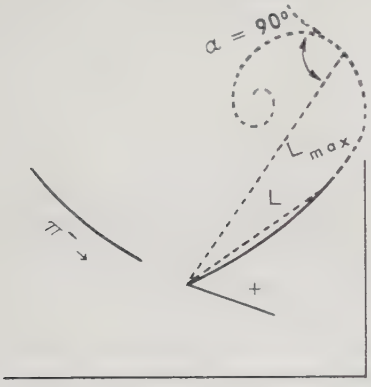


Fig. 1

Nous pouvons alors connaître la probabilité P qu'un tel électron a de ne pas être reconnu :

$$P = a\,(p_o, \phi, L)\,.\,b\,(l, \phi)$$

$a\,(p_o, \phi, L)$: Probabilité que l'électron de moment initial p_o, et d'angle ϕ avec la glace avant ait un rayon vecteur $L_{max} > L$.

$b\,(l, \phi)$: Probabilité que l'électron n'ait aucun rayon δ de longueur $> \lambda_{min}$ sur la longueur totale l.

a dépend a priori de p_o et de ϕ puisque, au départ, le rayon du cercle est proportionnel à $p_o \cos \phi$.

b, nous le verrons, dépend de ϕ qui reste constant le long de la trajectoire mais non de p_o qui, lui, au contraire, varie par effet de bremsstrahlung. Cette indépendance de p_o rend justement les deux probabilités a et b indépendantes et nous avons bien :

$$P = a\,.\,b$$

Ce qui nous intéresse est une probabilité moyenne $< P >$ que nous pourrons obtenir à l'aide d'un lot d'électrons de Λ°_{β} judicieusement choisi. La probabilité d'identification "directe" des Λ°_{β} sera alors $\epsilon = 1 - < P >$.

	p_o Mev/c	L_{max} cm	p_o Mev/c	L_{max} cm	p_o Mev/c	L_{max} cm	p_o Mev/c	L_{max} cm	p_o Mev/c	L_{max} cm	p_o Mev/c	L_{max} cm
	81	6	96	9	76	13	97	-	80	-	92	19
	83	-	88	10	82	-	87	-	99	17	82	20
	81	7	82	-	88	14	87	-	78	-	97	22
49 évènements	98	-	78	11	79	-	83	-	80	-	98	26
$70 < p < 100$ Mev/c	84	-	99	-	83	15	80	-	88	-		
$P_{moy} = 85$ Mev/c	88	9	79	12	70	-	78	16	99	18		
	84	-	76	-	80	-	91	-	99	-		
	85	-	77	-	79	-	90	-	77	-		
	79	-	80	-	78	-	94	-	88	19		
	141	5	132	12	123	15	147	18	123	20	108	24
	133	8	109	-	106	-	118	-	150	21	109	-
	115	-	104	-	138	-	102	-	141	-	125	25
	144	-	108	13	132	16	139	19	139	-	148	-
65 évènements	112	-	145	-	133	-	117	-	109	-	132	26
$100 < p < 150$ Mev/c	119	9	137	-	120	-	108	-	104	22	131	-
$P_{moy} = 120$ Mev/c	108	-	104	-	129	-	101	20	138	-	125	-
	115	10	132	14	113	-	106	-	103	-	105	-
	109	-	120	-	122	17	108	-	124	-	140	27
	133	11	109	-	124	-	104	-	109	24	117	-
	106	-	139	15	131	18	124	-	144	-		

	175	9	167	13	163	16	200	20	196	-	196	28
	186	-	155	14	182	17	197	21	175	-	185	-
	182	11	158	-	187	-	183	22	186	26	177	29
48 évènements	177	12	175	-	174	18	196	23	165	-	196	31
$150 < p < 200$ Mev/c	162	-	197	15	200	19	182	24	167	27	197	32
$p_{moy} = 180$ Mev/c	174	-	153	-	182	-	185	25	155	-	154	35
	196	-	161	-	197	-	199	-	150	-	185	35
	166	13	185	16	174	20	197	-	154	-	176	43
	207	9	276	16	247	21	262	25	250	29	271	31
	236	-	271	17	268	22	243	26	246	-	250	32
	271	10	207	18	246	-	286	-	271	-	258	34
53 évènements	221	13	243	-	275	-	274	-	284	-	220	35
$200 < p < 300$ Mev/c	221	-	230	-	218	23	247	-	204	-	259	36
$p_{moy} = 250$ Mev/c	205	-	258	19	253	-	207	-	243	-	276	37
	245	14	208	20	260	-	230	27	232	30	291	46
	228	15	229	-	275	24	232	-	239	-	263	-
	259	16	259	-	207	25	220	28	300	-		

TABLEAU I - Résultats des mesures

La connaissance de ϵ nécessitera ainsi :

1 - La détermination de a (p_o, ϕ, L) et b (l, ϕ)

2 - L'obtention d'un lot fictif d'électrons de Λ^o_β correspondant aux conditions expérimentales.

1 - DETERMINATION DE a (p_o, ϕ, L)

a - Détermination de a (p_o, $\phi = 0$, L) = a (p_o, L)

Ce problème est a priori plus simple ; nous verrons qu'il est facile ensuite de passer de a (p_o, L) à a (p_o, ϕ, L).

1 - Méthode

a (p_o, L) sera connu si l'on détermine pour un électron de moment initial p_o (et donc de rayon initial R_o) la distribution des rayons vecteurs maxima L_{max}.

Ce problème pourrait être abordé de façon analytique, par exemple en reconstituant à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo des trajectoires d'électrons soumises en particulier au bremsstrahlung (mais aussi au scattering) mais il nous a semblé beaucoup plus simple de l'aborder expérimentalement. Les photos étudiées nous donnent en effet une source d'électrons venant de la matérialisation de γ dans le liquide. La méthode a donc consisté à sélectionner des électrons parallèles à la glace avant et à mesurer leur courbure et leur rayon maximum L_{max}. Ces mesures ont été faites directement sur photo projetée, la précision des mesures de courbure étant avant tout limitée par le bremsstrahlung et le scattering. Sur 7 cm, sa longueur "optimum" de mesure, la précision obtenue sur le moment est en effet $\sim$ 30%.

Les électrons ont ensuite été rangés en catégories d'énergies et nous avons pris la valeur moyenne de l'énergie comme représentative du lot.

2 - Résultats des mesures

Le tableau I donne le résultat des mesures du moment p_o et du rayon vecteur L_{max} pour chaque électron. Les chiffres entourés sont ceux qui correspondent à des électrons sortant de la chambre : L_{max} est alors inconnu ; le chiffre indiqué correspond à la valeur minimum mesurée. Voilà qui constituerait de toute évidence une limite de la méthode (pour des énergies élevées en particulier) ; dans notre cas l'interpolation dans l'établissement des courbes donnant a (p_o, L) nous a permis de surmonter facilement cet obstacle. Ces courbes (planche V) partent toutes du même point a (o) = 100 et aboutissent à a (L) = o pour une longueur L_{max} correspondant à un bremsstrahlung nul. Nous avons calculé ces points limites en tenant compte de la perte d'énergie par ionisation de l'électron.

b - Détermination de $a(p_o, \phi, L)$

Une particule de moment p_o décrit dans le plan de la glace avant un cercle de rayon R_o ou $R_o \cos\phi$ suivant qu'elle est parallèle à ce plan ou fait avec lui un angle ϕ.

Si cette particule avait une énergie constante, sa longueur maximum serait $2 R_o$ ou $2 R_o \cos\phi$ (diamètre du cercle) : nous allons voir que ce résultat simple est applicable dans le cas de l'électron soumis au bremsstrahlung, c'est-à-dire que les probabilités a restent les mêmes à condition de considérer des longueurs L ou $L \cos\phi$ c'est-à-dire que nous avons :

$$a(p_o, \phi = 0, L) = a(p_o, \phi, L \cos\phi)$$

ou encore :

$$a(p_o, \phi, L) = a\left(p_o, \frac{L}{\cos\phi}\right)$$

Soit en effet un point M et un élément ds de la trajectoire (Fig. 2). Nous avons en projection orthogonale par pure considération géométrique :

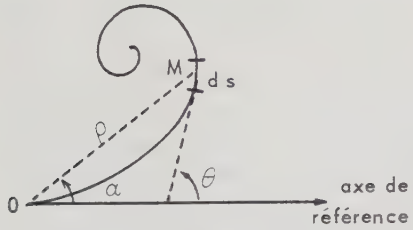


Fig. 2

(1) $ds = R \cos\phi \, d\theta$

(2) $d\rho = ds \cos(\theta - \alpha)$

(3) $\rho \, d\alpha = ds \sin(\theta - \alpha)$

Le rayon R est variable ; sur une longueur ds l'électron perd en moyenne une énergie dE telle que $\frac{dE}{E} = \frac{dR}{R} = \frac{-ds}{L_R \cos\phi}$ (loi du bremsstrahlung avec L_R = longueur de radiation du mélange). Comme l'émission de γ de bremsstrahlung n'amène guère de changement de direction pour l'électron, on a donc :

$$(4) \quad \frac{dR}{R} = \frac{-ds}{L_R \cos\phi} = \frac{-R \, d\theta}{L_R}$$

c'est-à-dire que R est fonction de θ et de R_o, rayon initial, mais indépendant de ϕ (ceci est encore vrai si dans la loi (4), L_R varie avec l'énergie).

Le rayon maximum $L_{max} = \rho_{max}$ sera donné par (3) :

$$\rho = \frac{ds}{d\alpha} \sin(\theta - \alpha) = R \cos\phi \sin(\theta - \alpha) \frac{d\theta}{d\alpha}$$

en faisant : $\theta - \alpha = \frac{\pi}{2}$

Nous allons montrer que l'on a : $\alpha = f(\theta)$ (indépendant de ϕ) d'où $\rho_{max} = \cos\phi\, f(\theta_1, R_o)$ où θ_1 est la valeur de θ pour laquelle $\theta_1 - f(\theta_1) = \frac{\pi}{2}$, est indépendant de ϕ: de (2) et (3) on peut en effet tirer la variation de α en fonction de θ :

$$\rho' = R\cos\phi\cos(\theta - \alpha) \quad \text{et} \quad \rho\alpha' = R\cos\phi\sin(\theta - \alpha)$$

$$\text{avec :} \quad \rho' = \frac{d\rho}{d\theta} \qquad \alpha' = \frac{d\alpha}{d\theta}$$

soit en dérivant la deuxième équation par rapport à θ :

$$\rho'\alpha' + \rho\alpha'' = R'\cos\phi\sin(\theta - \alpha) + R\cos\phi\cos(\theta - \alpha)\,[1 - \alpha']$$

et en éliminant ρ et ρ' par (2) et (3) :

$$\alpha' R\cos(\theta-\alpha) + \frac{\alpha''}{\alpha'} R\sin(\theta-\alpha) = R'\sin(\theta-\alpha) + R\cos(\theta-\alpha)\,[1-\alpha']$$

ou :

$$\alpha'' \operatorname{Tg}(\theta-\alpha) - \alpha'\left[(1 - 2\alpha') + \frac{R'}{R}\operatorname{Tg}(\theta - \alpha)\right] = 0$$

$\frac{R'}{R}$ est une fonction indépendante de ϕ et α est donc uniquement fonction de θ et des conditions initiales (R_o, $\alpha_o = \theta_o = 0$, $\rho_o = 0$). Ainsi pour un électron d'énergie donnée les rayons vecteurs maxima en projection orthogonale seront L_{max} ou $L_{max}\cos\phi$ suivant que l'angle ϕ est nul ou non, et la probabilité a pour un angle ϕ se déduira de celle connue pour $\phi = 0$ par la relation $a(p_o, \phi, L) = a\left(p_o \frac{L}{\cos\phi}\right)$.

2 - DETERMINATION DE b (l, ϕ)

a - Probabilité théorique

Le phénomène de knock-on d'un électron sur un électron est bien connu. A partir des formules données par Rossi (1) il est facile de calculer la probabilité qu'un électron d'énergie E, sur un parcours de 1 cm, donne un rayon δ d'énergie > E minimum :

$$b' = k\left(\frac{1}{E_{min}} - \frac{1}{E - E_{min}} + \frac{1}{2E} - \frac{E_{min}}{E^2}\right)$$

Dans notre mélange la constante $k = 0{,}0678\ Mev^{-1}$

(1) Rossi : High Energy Particles, p.15.

Dans notre cas :

$$E >> E'_{min}\ (1{,}6\ \text{Mev}) \text{ et } \qquad b' \sim k \frac{1}{E_{min}}$$

Dans les intervalles d'énergie qui nous intéressent, les écarts de cette dernière formule avec la formule exacte sont faibles ($\sim 1\%$) et on peut considérer que b' est indépendant de E.

La probabilité sur 1 cm de ne pas voir de rayon δ sera :

$$b'' = 1 - b' \text{ et sur } l_{cm} : b = (1 - b')^{l}.$$

b - Probabilité expérimentale : b (l, $\phi = 0$)

Expérimentalement E_{min} est mesuré pour des énergies faibles par le parcours correspondant de l'électron (relation parcours-énergie). Le parcours mesuré d'un électron de cette énergie (de l'ordre du cm) sera toujours inférieur au parcours théorique (à cause du scattering de l'électron) et la probabilité expérimentale b sera plus grande que la probabilité théorique.

Nous avons donc mesuré b (λ rayon $\delta > \lambda_{min}$) en relevant les longueurs des rayons δ et leur distance de production sur les électrons qui ont servi par ailleurs à mesurer L_{max}. Nous avons vérifié que l'énergie de l'électron n'intervenait pas et constaté que, dans les limites des erreurs , $b_{1\,cm} = (b_{1\,cm})^{l}$. Nous avons ensuite déterminé la valeur moyenne de $b_{1\,cm}$ et calculé à partir de là les probabilités pour différentes longueurs.

Les valeurs sont résumées dans la planche VI. En pointillé nous avons indiqué la courbe théorique pour une valeur de $\lambda_{min} = 2$ cm.

c - Probabilité b (l, ϕ)

Si une particule n'est pas parallèle à la glace avant mais fait un angle ϕ avec elle, la longueur λ d'un rayon δ qu'elle émet est en projection égale à $\lambda \cos \phi$ en première approximation. Comme en projection nous prenons évidemment toujours la même λ_{min} nous perdrons les rayons δ de longueur λ telle que $\lambda \cos \phi < \lambda_{min} < \lambda$. En d'autres termes pour mesurer b (l, ϕ), il faudra prendre la courbe précédente b (l, $\phi = 0$), mais avec la longueur minimum plus grande : $\frac{\lambda_{min}}{\cos \phi}$ soit $\frac{2\,cm}{\cos \phi}$. En pratique cette correction sera d'ailleurs de peu d'importance.

3 - OBTENTION DU LOT FICTIF D'ELECTRONS DE Λ°_{β}

a - Principe de la méthode de Monte-Carlo

Il s'agit de connaître pour un électron de Λ°_{β} possible l'origine 0 dans la chambre, la direction et le moment initiaux de façon à déterminer la face et le point de sortie de la chambre, d'où l'on déduira les

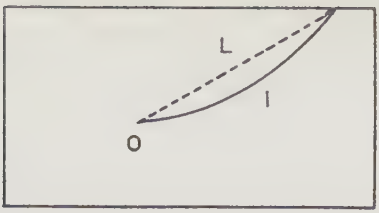


Fig. 3

longueurs L et l (Fig. 3). Cette détermination pourra se faire avec une très bonne approximation pour un arc de cercle dans le plan de la glace avant.

Il s'agit également d'avoir à sa disposition un lot représentatif de Λ^0_β.

Ce genre de problème peut se traiter de façon classique par une méthode de Monte-Carlo : on se crée des "évènements" artificiels en tirant au sort les divers paramètres du problème parmi un lot de valeurs équiprobables.

1 - Nombre de paramètres indépendants

Ici ce nombre de paramètres peut être réduit à 3. La distribution des points 0, la direction et l'énergie des Λ^0 doivent être les mêmes pour les $\Lambda^0 \to p + e^- + \bar{\nu}$ et les $\Lambda^0 \to p + \pi^-$. Nous pouvons partir ainsi d'un lot de $\Lambda^0 \to p + \pi^-$ existant dans la chambre et mesuré (Ch. VII); nous remplaçons dans le système du C.M. le π^- par un e^-, nous tirons au sort parmi les valeurs équiprobables les paramètres de l'électron (moment p* + 2 angles θ^* et φ^*) et nous calculons dans le système du laboratoire le moment p et la direction de l'électron par rapport à des axes fixes.

Nous pouvons prendre les axes et paramètres suivants selon la Fig. 4 :

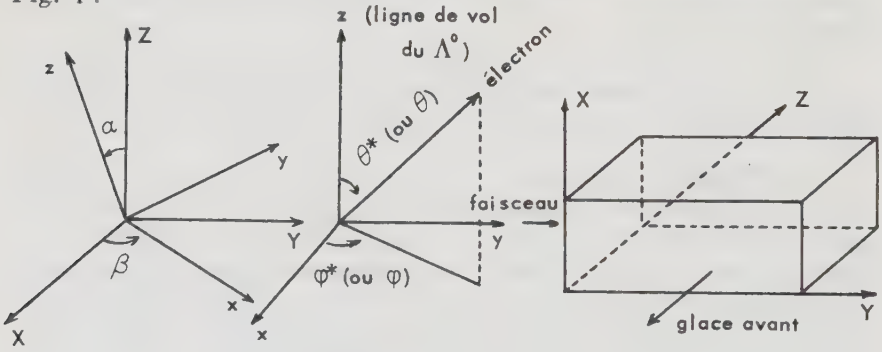


Fig. 4 - *Axes choisis*

XYZ : axes fixes liés à la chambre.

xyz : axes liés au Λ^0 ; Oz = ligne de vol du Λ^0 ; Ox : intersection du plan XOY et du plan perpendiculaire à Oz. Les angles α et β qui font passer d'un système à l'autre sont connus.

θ^* et φ^* = angles dans le CM ; θ et φ = angles dans le laboratoire.

2 - Distribution attendue des paramètres p, θ*, φ**

Cette distribution doit être supposée connue pour établir un lot de valeurs équiprobables.

a - θ* et φ*

Si le Λ° n'est pas polarisé, la distribution de l'électron doit être isotrope ; s'il ne l'est pas, elle peut être anisotrope (la non conservation de la parité fait que le phénomène peut dépendre du pseudo-scalaire $\vec{P}.\ \vec{p}$ où $\vec{P}$ est la polarisation du Λ°).

Mais d'une part, si le Λ° est fortement polarisé dans l'hydrogène, il l'est moins dans les noyaux lourds, d'autre part, si la désintégration du Λ° obéissait à la théorie V - A ($C_V = -C_A$), l'anisotropie de l'électron serait nulle [1].

Pour ces raisons nous avons supposé la distribution de l'électron isotrope soit :

$$P(p^*, \theta^*, \varphi^*)\, dp^* d\Omega^* = P(p^*)\, dp^* d\Omega^* = 2\pi P(p^*)\, dp^* d\varphi^* d(\cos\theta^*)$$

et nous avons pris les valeurs de φ* et θ* en conséquence.

b - p*

La probabilité de transition par unité de temps du Λ°_β en un électron d'énergie compris entre p* et p* + dp* peut s'écrire :

$$P(p^*)\, dp^* = 2\pi\, |M|^2\ \rho(p^*)\, dp^*$$

$|M|^2$ = carré de l'élément de matrice de transition.

$\rho(p^*)$ = densité de l'état p* dans l'espace de phase.

$\rho(p^*)$ peut se calculer facilement et est proportionnel à $x^2\ (1-x)^2$ avec $x = \dfrac{p^*}{p^*\,max.}$.

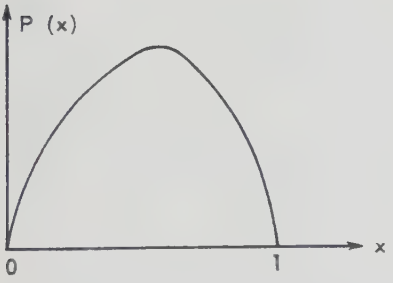


Fig. 5 - $P(x) = x^2\,(1-x)^2$

$|M|^2$ est inconnu mais devrait dépendre peu de p*; ce facteur est constant en théorie simple V - A et dépend peu de x si l'on fait intervenir tous les facteurs de forme possibles [2] (en supposant du moins que les facteurs de forme eux-mêmes dépendent peu du moment de transfert Λ° p, ce qui est vraisemblable).

b - Réalisation

Nous avons utilisé un lot de 48 évènements $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ sur lesquels nous avons tiré au sort p*, θ*, φ* suivant 48 valeurs équiprobables.

---

(1) cf. 4° partie p.102 et 103.
(2) Harrington - Phys. Rev. *120*, 1482 (1960)

1 - Calcul des caractéristiques de l'électron dans le laboratoire

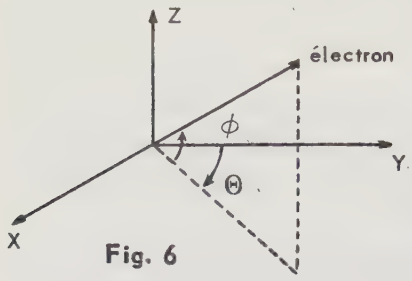


Fig. 6

$\varphi = \varphi^*$ (β = vitesse du Λ°)

moment p
direction initiale : déterminée par les angles Θ et ϕ (Fig. 6).

Une transformation de Lorentz fait passer de p^*, θ^*, φ^*, valeurs dans le CM, à p, θ, φ, valeurs dans le système x y z lié au Λ°.

$$p = \gamma p^* (1 + \beta \cos \theta^*)$$

$$\cos \theta = \frac{\beta + \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta^*}$$

Une transformation de coordonnées (avec les angles α et β) permet ensuite de passer pour la direction de l'électron des composantes x_e y_e z_e (axes x y z) aux composantes X_e Y_e Z_e (axes X Y Z). Les angles Θ et ϕ s'en déduisent facilement.

On remarquera qu'une autre hypothèse sur la distribution de p^* changerait p, mais non pas la direction.

2 - Reconstitution des trajectoires. Détermination de la face de sortie

La reconstitution s'est faite sur papier millimètré en traçant dans le plan X Y un arc de cercle OM (Fig. 7); pour le point de sortie M, comme la trajectoire est une hélice, on voit facilement que l'angle de rotation $\Delta\omega$ dans le plan de la glace avant est tel que $\Delta\omega = \frac{\Delta Z}{\sin \phi}$ où $\Delta Z = Z_M - Z_o$.

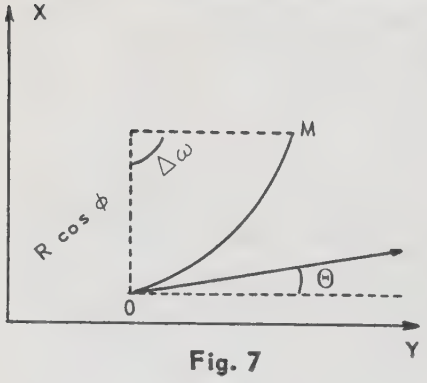


Fig. 7

La comparaison de divers angles $\Delta\omega$ possibles permet de savoir si une trajectoire sort, soit par la membrane ou la glace avant, soit par les autres faces et de déterminer ensuite le point M et les longueurs L et l.

IV - DETERMINATION DE ϵ

a - Résultats

Les moments des 48 électrons tirés au sort sont assez faibles ($20 < p < 200$ Mev/c, $p_{moy} = 100$ Mev/c) si bien que 27 s'arrêtent dans la chambre ou du moins commencent à y spiraliser (donc a = o). La distribution des valeurs P est montrée par la planche VII. On obtient en faisant la moyenne $< P >$ = 14%. L'application du seul critère de spiralisation donne $< P >$ = 16% ce qui provient du fait que les élec-

trons ayant une forte probabilité a sont ceux ayant une longueur l faible et où la présence de rayon δ est donc moins probable.

b - Erreurs systématiques

1 - La trajectoire n'est pas exactement un arc de cercle. La trajectoire circulaire est un cas limite. En réalité la trajectoire tourne davantage et le point M vient en M' (Fig. 8). Il a été vérifié que, à partir de 0, l'angle moyen de rotation amenant M en M' est $\sim 15°$.

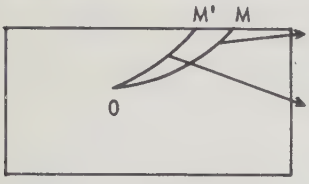


Fig. 8

La longueur L s'en trouve diminuée, du moins pour une particule sortant par le haut. Pour une particule sortant par le bas, ce sera le contraire, mais en fait à cause du sens de rotation, les électrons où a n'est pas négligeable sortiront plutôt par le haut et l'erreur n'est pas symétrique.

Appliquée aux électrons du lot, la correction obtenue a été de + 0,5% .

2 - L'angle $\alpha = 90°$ en projection orthogonale correspondant au début de spiralisation a été apprécié en projection sur les 3 photos. Il est rare mais possible qu'un tel angle $\alpha = 90°$ ne donne lieu en projection conique à aucun angle $\alpha_{proj} \geqslant 90°$. Le cas inverse est également possible et il a été supposé qu'il devait y avoir compensation et que l'erreur ainsi introduite serait faible.

3 - L'erreur systématique possible venant de l'établissement des courbes a et b ne devrait pas excéder 1% .

4 - Une erreur systématique peut être dûe au spectre des électrons dans le CM. L'influence de ce facteur a été jugée en essayant un spectre $P(x) = 4\,x^3\,dx$ (non attendu par la théorie) qui favoriserait beaucoup les valeurs grandes pour les moments. Le résultat a été $< P > = 17\%$ ce qui autorise à croire que le résultat est peu sensible à la forme du spectre.

La valeur adoptée pour $< P >$ a ainsi été $< P > = 14,5\%$ soit $\epsilon = 1 - < P > = 85,5\%$.

c - Erreur statistique

Pour évaluer l'erreur statistique dûe au nombre limité d'évènements utilisés pour la méthode de Monte Carlo, en considérant la forme du spectre de P, on constate qu'il peut être divisé en 2 parties : un lot de 38 évènements pour lesquels $P < 5\%$ et une répartition d' évènements isolés à peu près uniforme. L'erreur statistique peut être estimée en calculant l'erreur sur la répartition des évènements entre les deux catégories.

Cette erreur est :

$$\sigma = \sqrt{npq} = \sqrt{48} \cdot \frac{38}{48} \cdot \frac{10}{48} \sim 2,8$$

En affectant à ces 2,8 évènements, au lieu de 0, pour la première catégorie, une probabilité de 64% correspondant à la moyenne de P de la seconde catégorie on obtient $\sigma < P > = \frac{2,8 \times 64}{48} = 4\%$.

Les erreurs systématiques doivent être ainsi bien inférieures à cette erreur statistique de 4% qui suffit à notre but et l'on a donc : $\epsilon = 0,855 \pm 0,04$.

CONCLUSION

La probabilité de 85% obtenue, si elle est nécessaire pour déterminer le rapport de branchement du Λ°_β, a une portée plus grande encore. Elle met en évidence que la méthode employée pour l'identification des Λ°_β est une méthode excellente. Elle nous a permis d'isoler, sans mesures, 12 évènements parmi $\sim$ 2000 $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$, et de retenir effectivement 8 Λ_β, avec une très grande certitude.

En regard, la même recherche dans une chambre à hydrogène aurait exigé la mesure d'une grande partie des Λ° et donné lieu à une séparation des Λ°_β plus difficile. La probabilité d'identification des évènements n'aurait sans doute pas été meilleure non plus [1].

La méthode de début de spiralisation, utilisée pour l'identification des électrons est générale et peut s'appliquer à d'autres recherches en donnant une bonne efficacité pour des électrons d'énergie comprise entre 0 et 200 Mev. C'est une méthode sûre et d'emploi facile ; mais il est à souligner que la probabilité d'identification des électrons pourrait sans doute encore être améliorée, en particulier par la mesure de l'angle de rotation de la trajectoire, car l'angle limite pris ici (90°) peut être abaissé (cf. Ch. IV p.27).

Pour des électrons de plus haute énergie, une méthode basée sur les variations de courbures de l'électron dues à l'émission de γ de bremsstrahlung et sur la visibilité de ceux-ci, deviendrait nécessaire et devrait donner aussi de bons résultats.

---

(1) 70% pour l'une d'entre elles cf. p.24 et 25).

CHAPITRE VII

DETERMINATION DU NOMBRE TOTAL DE Λ°
RAPPORT DE BRANCHEMENT DU Λ°_β

1 - POSITION DU PROBLEME - METHODE CHOISIE

Pour déterminer le rapport $\frac{\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}}{(\Lambda^\circ \to p + \pi^-) + (\Lambda^\circ \to p + \pi^\circ)}$ il ne nous reste plus qu'à mesurer le nombre de Λ° s'étant désintégrés dans la chambre dans les conditions des critères définis ci-dessus (Chapitre IV). Expérimentalement, on déterminera le nombre de $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ d'où l'on déduira le nombre total de Λ° à l'aide du rapport théorique $\frac{\Lambda^\circ \to p + \pi^-}{(\Lambda^\circ \to p + \pi^-) + (\Lambda^\circ \to n + \pi^\circ)} = 2/3$ qui est en bon accord avec quatre expériences indépendantes [1].

Comme l'erreur statistique sur le nombre de Λ°_β (8) est $\sim 30\%$, il n'est pas nécessaire de mesurer tous les V°. De plus pour faciliter l'analyse de la part prépondérante de Λ° associés à des K° (il y a peu de Λ° K^+), il nous a semblé plus simple de mesurer le nombre de 2 V° du type $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ associés à un $K^\circ_1 \to \pi^+ + \pi^-$ car le rapport $\frac{K^\circ_1 \to \pi^+ + \pi^-}{K^\circ_1 + K^\circ_2}$ a été mesuré avec une précision suffisante.

• La mesure la plus précise, dans une chambre à hydrogène, $r = 0{,}339 \pm 0{,}02$ [2] est celle que nous adopterons sans tenir compte des valeurs (indirectes) de r tirées des mesures du rapport $\frac{K^\circ_1 \to \pi^\circ + \pi^\circ}{K^\circ_1 \to \pi^+ + \pi^-}$ faites avec une moins bonne précision et compatibles avec la valeur prise [1].

Pour avoir une précision de 10% sur le nombre de Λ°, suffisante devant la précision de 30% sur le nombre des Λ°_β, on peut calculer qu'il suffit de mesurer une centaine de paires de V°.

2 - ANALYSE D'UN LOT DE PAIRES DE V° (92)

Des 891 paires de V° retenues par le dépouillement et la présélection, un lot de 92 a ainsi été choisi sans biais, mesuré et analysé pour en déterminer la proportion d'évènements valables (lot compris dans les photos 78.000-79.500; 81.700-82.200; 83.600-84.900; 104.500-105.900; 125.000-126.500; 138.000-139.300; 145.700-147.000; 157.300-158.600).

(1) Proc. of the Intern. conference of High Energy particles p.726 (Rochester 1960).
(2) F.S. Crawford, M. Cresti, R.L. Douglas, M.L. Good, G.R. Kalbfleisch, M.L. Stevenson, M.K. Ticho, Phys. Rev. let. 2, 266 (1959).

a - **Evènements rejetés au départ** (critères de départ et erreurs de sélection) : 20 évènements.

Outre les critères déjà exposés pour le Λ° les critères de choix des K_1°, et qui nécessiteront une correction, ont été les suivants :

$$3\,\text{mm} < \text{ligne de vol} < 15\,\text{cm}$$
$$10^\circ < \theta < 170^\circ$$

Le critère de dépouillement $l > 2$ mm (en projection) a été étendu à 3mm (en vraie grandeur) pour éviter tout biais dans la correction qui sera faite sur la longueur l en vraie grandeur.

Les évènements rejetés sont résumés ci-après :

- Faux V° : 1 évènement (N° 84.064) confusion avec une interaction).
- Critère 1 [1] : branches < 5mm : 4 évènements : N^{os} 79.145, 81.812, 125.384, 158.360.
- Critère 2 : $\theta < 10^\circ$: 4 évènements : N^{os} 78.192, 81.910, 125.428, 146.897.
- Critère 3 : $l < 3$ mm : 3 évènements (K°) : N^{os} 84.171, 138.130, 138.742.
- Critère 4 : $l > 15$ cm : 2 évènements : 81.095 (Λ° ?) 157.835 (K°_β).
- Critère 5 : 1 évènement N° 125.452 (Λ° ayant fait un scattering sur proton visible).
- Critère 6 : 5 évènements : N^{os} 125.468, 146.295, 157.413, 158.360, 158.560.

b - Analyse des autres paires de V°

1 - Méthode suivie

L'analyse a d'abord été faite pour chaque V° indépendamment l'un de l'autre, en considérant si possible les trois caractéristiques suivantes :

1 - Valeur Q du V° (calculée avec p_+ p_- et θ)
2 - Angle α de la ligne de vol présumée et du plan du V°
3 - Test du moment transverse dans l'hypothèse Λ° ou K°.

Pour certains V° la valeur Q est très mal définie à cause de coudes sur la trace : pour ceux où l'erreur sur la détermination de p_- (ou p_+) est supérieure à 50%, nous avons remplacé la mesure de Q en regardant si d'après les valeurs mesurées de θ et p_+ (ou p_-) la valeur attendue pour p_- (ou p_+) est compatible avec la trace existante (en particulier avec son parcours minimum).

En général, la nature de chaque V° a été facile à établir. L'un des V° s'est toujours révélé incompatible avec un Λ° (Q_Λ, Test moment-transverse, Test moment parcours du positif) et compatible avec un K_1° (sauf 1 K_2°). Aucun évènement possible $\Lambda^\circ - \Lambda^\circ$ n'a été trouvé.

---

(1) Numérotation des critères p.31.

TABLEAU I - Classement des paires de V^o

	Nombre évènements analysés	Nombre évènements rejetés après analyse
I - Evènements à "2 valeurs Q"		
- 1er V^o : arrêt du positif 2è V^o : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$	9	-
- I V^o : arrêt du positif	23	3
- I V^o : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$	3	1
- autres catégories	12	-
II - Evènements à "une valeur Q"		
- I V^o : arrêt du positif	10	-
- I V^o : $\pi^+ p^+ e^+$	3	-
- Autres catégories	6	2
III - Evènements "sans valeur Q"		
1 - Angle α significatif		
- I V^o : arrêt du positif	2	1
- autres V^o	2	-
2 - Angle α avec grande erreur (à cause d'un scattering sur 1 branche à moins de 3 mm du sommet); arrêt du positif pour 1 V^o	2	-
Total	72	7

L'autre V^o est en général compatible avec un Λ^o. Des V^o où le positif sort, trois seulement d'après l'analyse sont classés en Λ^o ou K^o. Comme les π^- du faisceau ne sont pas assez énergiques pour créer des paires $K^o + \bar{K^o}$, ces évènements ont été considérés comme $\Lambda^o + K^o$. De même les V^o où le positif s'arrête et était considéré comme un proton au dépouillement ont tous été établis comme n'étant pas des K_1^o. Les difficultés de l'analyse sont assez bien résumées par les catégories où les évènements ont été rangés (tableau I).

2 - Evaluation du fond de faux évènements

7 évènements ont été rejetés après analyse de la façon suivante :

a - Test moment-transverse pour le proton du présumé Λ^o : 2 évènements. Sont rejetés les Λ^o ne satisfaisant pas à ce test à 2 écarts (symétriquement avec les Λ^o_β).

N° 125 555
N° 125 604 : étoile de neutron très probable

b - Valeur Q ou analyse (p_+, p_-, θ) : un évènement (N°157 696).

Cet évènement a été identifié comme K_2^o à cause des caractéristiques suivantes :

1ère branche : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$
2ème branche : $\mu^- \rightarrow e^-$

$$Q_{K^o} = 105 \begin{matrix} + 44 \\ - 19 \end{matrix} \text{ Mev}$$

Tous les autres V^o sont compatibles à 2 écarts et les planches VIII montrent la distribution des valeurs Q de 54 Λ^o et de 51 K^o des paires finalement retenues où cette valeur Q a été calculée avec la condition que p_+ et p_- soient déterminés à mieux de 50%.

c - Valeurs de l'angle α : 5 évènements.

Les histogrammes sont indiqués planche VIII pour les 69 paires de V^o restantes. Pour les Λ^o, tous les angles α sont compatibles à 3 écarts. Pour les K_1^o les angles α sont compatibles avec 0^o à 2 écarts sauf 1 (3 écarts) et excepté 4 autres dont les caractéristiques sont données par le tableau II).

N°	Angle α degrés	Q_{K^o} Mev	Interprétation
84 368	- 36,5 ± 9,3	-	K^o venant d'une autre origine visible
105 729	- 53,5 ± 5,0	192	Scattering du K^o ?
105 841	40,9 ± 2,2	200	Scattering du K^o ?
146 798	- 26,4 ± 4,0	-	K^o pouvant venir de la fenêtre d'entrée ; possible $\Sigma^- + \pi^+ \hookrightarrow \pi^-$

TABLEAU II - Evènements K_1^o rejetés

Ces 4 évènements sont considérés comme des V^o de fond et, si pour ces faux K^o on suppose que l'angle α doit être réparti uniformément entre 0 et 90°, pour tenir compte de possibles V^o dont $0 < \alpha < 20^o$ la meilleure estimation du fond est alors de $4 \cdot \frac{90}{70} = 5$.

Les 92 paires de V^o initiales se réduisent ainsi après analyse à 92 - 20 - 7 - 1 = 64.

La probabilité qu'une paire de V^o où les valeurs Q et α sont compatibles avec un Λ^o et un K^o est supposée très faible.

Le nombre de Λ^o K^+ (avec désintégration du K^+) a été compté et est égal à 101. Le bruit de fond a été estimé à 20%, par comparaison avec celui des paires de V^o.

3 - CORRECTIONS SUR LE NOMBRE DE K_1° ASSOCIES A DES Λ°

Le nombre total de $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ sera connu moyennant quelques corrections sur les K_1°. Ces corrections font intervenir en général le spectre des moments des K_1° connu expérimentalement (p_{moy}=500 Mev/c).

a - Correction ϵ_1 : branches < 5 mm, $\theta < 10^\circ$, $\theta > 170^\circ$.

Il y a des recoupements entre ces trois coupures ce qui donne lieu à une correction globale, facilement calculable puisque la désintégration du K° est isotrope dans le C.M. La proportion d'évènements perdus, moyennée sur le spectre expérimental, est $\epsilon = 0{,}8\%$.

b - Correction ϵ_2 : ligne de vol < 3 mm

Le nombre de $K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-$ se désintégrant très près de l'origine et se confondant avec une interaction est perdu puisque le Λ° associé aurait été alors rejeté par le critère 5 ; en pratique on peut considérer que c'est le cas quand $0 < l < 1$ mm. D'où deux corrections moyennées sur le spectre expérimental.

1 - Pour le $K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-$ proportion d'évènements dont 1 mm < l < 3 mm : $\epsilon_2 = 7{,}0\%$

2 - Pour les autres K° : proportion d'évènements dont 0 < l < 3 mm : $\epsilon_2' = 10{,}9\%$

c - Correction ϵ_3 : ligne de vol > 15 cm : $\epsilon_3 = 1{,}1\%$

d - Correction ϵ_4 due aux interactions de K° et $\bar{K}^\circ$

Le rapport $r = \dfrac{K_1^\circ \to \pi^+ + \pi^-}{K_1^\circ + K_2} = 0{,}339$ a été déterminé dans l'hydrogène. Ici, le milieu beaucoup plus dense fait intervenir les interactions des K° et $\bar{K}_1^\circ$, ce qui doit modifier ce rapport.

Cette modification sera faible car le libre parcours moyen du K_1° dû à sa vie moyenne $\lambda_1 = \beta\gamma c\tau_1$ est petit devant λ ou $\bar{\lambda}$, libre parcours moyen d'interaction du K° ou $\bar{K}^\circ$ ($\dfrac{\lambda_1}{\lambda}$ de l'ordre du %). Néanmoins ceci exige une correction, et le phénomène à considérer est complexe.

Les interactions du K° et $\bar{K}^\circ$ peuvent être divisées en deux catégories :

1 - Réactions sur nucléon

$K + N \to K + N$ $\qquad$ $\bar{K} + N \to \bar{K} + N$

$\bar{K} + N \to Y + \pi$

Y : hypéron Λ ou Σ

2 - Scattering de diffraction sur les noyaux.

Il y a plusieurs effets à considérer :

1 - Une partie des K_1^o peut être considérée comme perdue parce qu'elle a réagi sous forme K^o ou $\overline{K}^o$ (sauf la partie diffractée car la diffraction a lieu avec un angle faible et indétectable avec l'éventail pris sur l'angle α dans l'analyse des K^o).

2 - Les scatterings sur nucléon du type $K^o + N \rightarrow K^o + N$ ou $K^o + N \rightarrow \overline{K}^o + N$ donnent lieu à une régénération de K_1^o.

3 - La différence de section efficace totale du K^o et $\overline{K}^o$ donne lieu au phénomène de régénération par diffraction d'une part, par "transmission" sans modification de la ligne de vol d'autre part.

1 - A la suite de Case[1] et M.L. Good[2] on peut calculer à une distance x l'intensité de l'onde K_1^o $|\alpha_1(x)|^2$. En négligeant la vie moyenne du K_2^o devant celle du K_1^o et les termes en $\left(\frac{\lambda_1}{\lambda}\right)^2$ on trouve :

$$\frac{|\alpha_1(x)|^2}{|\alpha_1(o)|^2} = \left(1 - \frac{f}{1+4\delta^2}\right) e^{-\frac{x}{\Lambda_1}} + \frac{f}{1+4\delta^2}\, e^{-\frac{x}{2\Lambda_1}} \left(\cos\frac{\delta\tau_1}{\lambda_1}x + 2\delta \sin\frac{\delta\tau_1}{\lambda_1}x\right)$$

avec :

$$f = \lambda_1\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\overline{\lambda}}\right) \quad \frac{1}{\Lambda_1} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\overline{\lambda}}\right) \quad \delta = \frac{\tau_1 \Delta m}{\hbar} \text{ (différence de masse } K_1^o \; K_2^o)$$

Le pourcentage de K_1^o désintégrés est obtenu par $\int_o^{15\,cm} |\alpha_1(x)|^2 \frac{dx}{\lambda_1}$ et l'on trouve facilement :

$$\frac{n\,K_1^o}{n\,K^o} \sim \frac{1}{2}\;\frac{\Lambda_1}{\lambda_1}\left(1 - \frac{f}{1+4\delta^2} + \frac{2f}{1+4\delta^2}\right)$$

Le terme $\frac{\Lambda_1}{\lambda_1}$ correspond à la perte de K_1^o par interaction (1°), le terme $\frac{f}{1+4\delta^2}$ correspond à la régénération par transmission.

Pour évaluer ces termes, il faut connaître λ et $\overline{\lambda}$. Les sections efficaces du K^+ sur p et sur n sont $\sim$ 20 mb et constantes dans le domaine considéré[3], la section efficace du K^- sur p moyennée sur le spectre des K_1^o est de 40 mb[4], la section efficace du K^- sur n est moins connue et sera prise égale à 40 mb. Dans ces conditions, par

(1) K.M. Case - Phys. Rev. *103*, 1449, (1956)
(2) M.L. Good - Phys. Rev, *106*, 591, (1957)
(3) L. Alvarez - UCRL 9354
(4) J.P. Berge - A. Ferro-Luzzi - A.H. Rosenfeld, Communic. privée Janv. 1961

indépendance de charge, la section efficace du K° est de 20 mb, celle du $\overline{K}^\circ$ de 40 mb, soit dans le mélange : $\lambda = 220$ cm $\overline{\lambda} = 110$ cm. Par ailleurs $\delta = 0{,}85$ (mesure expérimentale)[1]. La proportion perdue par interaction est ainsi $\sim 2{,}1\%$, la proportion gagnée par régénération par transmission 0,4%.

2 - Le gain par régénération dû aux scatterings sur nucléons des K_1° ou K_2° est négligeable. Les K_1° régénérés après scattering sur proton auraient été rejetés par le critère 5. Ceux régénérés après scattering sur neutron ont été évalués à 1,6%, mais donnent lieu à des angles avec la ligne de vol assez grands et doivent introduire un bruit de fond dont il a déjà été tenu compte dans l'analyse des K° par l'angle α.

3 - Le gain par régénération par diffraction a été estimé à 0,4% en fonction des résultats trouvés dans l'expérience en référence[1].

Finalement la proportion d'évènements K_1° perdus est = (2,1 -0,8)% = 1,3%.

On peut maintenant calculer le nombre de $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ (sans correction sur le Λ°) associés à des K° ou K^+. On le fera en prenant les Λ° K^+ réellement trouvés et les Λ° K° correspondant aux productions en paires réellement trouvées (sans correction d'efficacité de dépouillement).

Ce nombre est donc :

$$N = 891 \frac{64}{92} \frac{1}{\prod_1^4 (1 - \epsilon_i)} \left(1 + \frac{1 - \epsilon_2}{1 - \epsilon_2'} \left(\frac{1}{r} - 1 \right) \right) + 101 \cdot 0{,}8$$

soit :

$$N = 891 \cdot \frac{64}{92} \frac{1 + \frac{0{,}93}{0{,}891} 1{,}95}{0{,}992 \cdot 0{,}93 \cdot 0{,}989 \cdot 0{,}987} + 101 \cdot 0{,}8$$

$$= 2.170$$

L'erreur sur N est due au premier terme et a trois sources :

$\left(\frac{\Delta N}{N} \right)_1 = 3\%$ Erreur statistique sur 891 évènements

$\left(\frac{\Delta N}{N} \right)_2 = 7\%$ Erreur statistique sur la proportion de faux évènements

(1) F. Müller et al - Phys. Rev. Let. 4, 418, (1960) et Communication privée

$\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_3 = 5{,}6\%$ Erreur due à la connaissance de $r = 0{,}339 \pm 0{,}02$.

On tire ainsi $\frac{\Delta N}{N} = 9{,}5\%$ $\qquad N = 2.170 \pm 230$

4 - CORRECTIONS SUR LE $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ ET LE $\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}$

Puisque l'on recherche le rapport $\frac{N(\Lambda_\beta)}{N(\Lambda^\circ)}$, ne sont à considérer que les coupures qui introduisent à priori une correction différente pour les deux modes. Ces corrections seront faites à l'aide du spectre expérimental en moments des $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ ($P_{moy} = 590$ Mev/c).

a - Correction pour les protons < 5mm

Cette correction a lieu seulement pour les faibles énergies de Λ° ($p_{\Lambda^\circ} < 300$ Mev/c, soit $\sim 8\%$ des évènements). La proportion d'évènements perdus est de 2,1% pour le Λ° et de 1,9% ou 2,6% pour le Λ°_β suivant que l'on adopte pour le proton un spectre donné, dans le cadre des interactions V et A, par un couplage C_V ou $C_V - C_A$ (spectre p. 103)

Les corrections sont donc du même ordre pour le Λ° et le Λ°_β et ne seront donc pas considérées pour le calcul du rapport de branchement du Λ°_β.

b - Correction pour les branches négatives

1 - Λ°_π : longueur du $\pi^- < 5$ mm.

La proportion d'évènements perdus est : 4,6%.

2 - Λ°_β : énergie des électrons < 15 Mev.

Le nombre d'évènements perdus, calculé en supposant pour l'électron dans le C.M. du Λ_β un spectre dû à l'espace de phase (p.59) est de 0,7%.

c - Correction pour l'angle

1 - Λ° : $\theta < 10^\circ$: proportion d'évènements perdus : 1,6%.

2 - Λ°_β : $\theta_- < 20^\circ$: proportion d'évènements perdus : 8,3%.

Le rapport $\frac{N(\Lambda^\circ_\beta)}{N(\Lambda^\circ \to p + \pi^-)}$ expérimental est donc à multiplier par un facteur de correction $k = \frac{0{,}954 \,.\, 0{,}984}{0{,}993 \,.\, 0{,}917} = 1{,}03$

5 - DETERMINATION DU RAPPORT DE BRANCHEMENT

Le rapport $\rho = \frac{\Lambda^\circ \to p + e^- + \nu}{(\Lambda^\circ \to p + \pi^-) + (\Lambda^\circ \to n + \pi^\circ)}$

s'écrira : $\rho = \frac{(5 + \alpha \,.\, 3)}{3/2 \,.\, 2170} \,.\, k \,.\, \frac{1}{\epsilon}$

$\epsilon = 0{,}855$: probabilité d'identification des Λ°_β .

$k = 1{,}03$: facteur de correction pour les coupures sur les Λ°

$\alpha = \frac{s\,2V^\circ}{s\,1\Lambda^\circ_\beta}$; $s_{2\,V_\circ}$: proportions de paires de V° trouvées au dépouillement/nombre réel

$s_1\Lambda^\circ_\beta$: proportion de Λ°_β isolés trouvés au dépouillement/ nombre réel.

Le nombre $5 + \alpha \,.\, 3$ s'explique facilement : le nombre de Λ° : N = 2170 correspond au nombre de paires de V° trouvées, le nombre réel étant $\frac{N}{s\,2V^\circ}$; a priori l'efficacité de dépouillement pour les paires de V° faciles à voir peut être considérée comme égale pour les Λ° et les Λ°_β. Il a été trouvé 5 Λ°_β en paires de V° et 3 seuls d'où le nombre :

$$\frac{\frac{5}{s\,2V^\circ} + \frac{3}{s\,1\Lambda_\beta}}{\frac{2170}{s\,2V^\circ}} = \frac{5 + \alpha \,.\, 3}{2170}$$

L'efficacité de dépouillement a été mesurée à l'aide de deux dépouillements indépendants sur ~ 10% des photos. La mesure est facile pour les paires de V° et pour un V° isolé, mais impossible pour un Λ°_β étant donné la statistique.

Le résultat est le suivant : $s_{2\,V^\circ} = 96{,}5\%$

$s_{1\,V^\circ} = 84{,}5\%$ (ce chiffre tient compte des V° toujours ratés, par analogie avec les V° de paires ratés deux fois et retrouvés à la présélection).

Il a été vérifié que $s_{1\,V_\circ}$ est indépendant de la forme des branches (arrêt, interaction, ionisation) et donc est supposé être dû au sommet du V° plus ou moins caché. Par ailleurs, on est en droit de penser que l'attention des dépouilleurs était meilleure pour les Λ°_β que pour les autres V°. Autrement dit, on peut dire que $s_{1\,V_\circ} < s_1\Lambda^\circ_\beta < s_{2\,V^\circ}$ ou $1 < \alpha < 1{,}14$ et il est difficile d'affirmer davantage.

Nous avons pris : $s_1\Lambda^\circ_\beta = \frac{2{,}14}{2} = 1{,}07$

Nous avons ainsi : $\rho = \frac{1}{\frac{8,2 \,..\, 0,855 \,.\, 1,03}{1,5 \,.\, 2170}} = 0,30\%$

L'erreur statistique sur les 8 évènements, correspondant à une erreur standard en statistique gaussienne, peut être calculée dans le cadre des distributions de Poisson : le nombre de Λ°_{β} est ainsi 8^{+4}_{-3}. Cette erreur étant combinée quadratiquement à l'erreur sur le nombre de Λ° (9,5%), on a finalement :

$$\rho = \left(0,30 \begin{matrix} + 0,17 \\ - 0,12 \end{matrix}\right) \%$$

CONCLUSION

Les recherches préliminaires, faites en particulier dans des chambres à hydrogène, avaient donné 2 Λ°_{β} sur $\sim$ 1500 Λ° et venaient mettre en doute le rapport théorique de 1,6%. Cette recherche a donné 8 Λ_{β} sur 3000 Λ°, par une méthode différente et plus directe. Elle vient ainsi rejeter définitivement ce rapport théorique et en même temps donner pour la première fois la mesure du rapport de branchement du Λ°_{β}. La comparaison des chiffres montre également que ces deux expériences sont compatibles. Les incidences de cette mesure sur la théorie des interactions faibles sera étudiée plus loin (4ème partie).

Au point de vue de la technique expérimentale, l'exemple de cette étude montre que la chambre à bulles à liquide lourd devrait s'avérer être un instrument de choix pour l'étude d'interactions rares mettant en jeu des électrons ou des rayons γ.

TROISIEME PARTIE

RECHERCHE DES $\Lambda^\circ \to p + \mu^- + \bar{\nu}$
$\Sigma^- \to n + e^- + \bar{\nu}$
$\Sigma^- \to n + \mu^- + \bar{\nu}$

CHAPITRE VIII

RECHERCHE DES $\Lambda^\circ \to p + \mu^- + \bar{\nu}$

1 - POSITION DU PROBLEME

La recherche précédente nous a fourni 8 Λ°_β. Or des deux désintégrations $\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}$ et $\Lambda^\circ \to p + \mu^- + \bar{\nu}$, la seconde, à cause de la masse du μ, offre dans l'espace de phase un volume disponible plus petit que la première, et devrait être plus rare ; le facteur de réduction est de l'ordre de 0,2. Du côté expérimental, si l'on veut, dans la ligne directrice suivie pour le Λ°, séparer les Λ°_μ des Λ°_π par des critères plus directs que la seule cinématique, on est amené à ne s'intéresser qu'aux μ^- qui s'arrêtent dans la chambre et se désintègrent en électrons ($\sim$ 50%); c'est dire que, selon toute vraisemblance, on ne pouvait s'attendre à n'avoir que $\sim 8.0,2.0,5 = 0,8$ évènement.

Cette recherche directe bute aussi sur une difficulté majeure. Si le π^- du $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ est pratiquement toujours absorbé à l'arrêt il peut se désintégrer en vol en μ qui, s'il s'arrête, peut se désintégrer lui-même en électron. Le pourcentage de π^- de 150 Mev/c par exemple, qui se désintègrent sur les 20 cm de leur parcours est approximativement :

$$\frac{x}{\beta\gamma c\tau} = \frac{20}{\frac{150}{140}.\ 3\ 10^{10}\ 2,5\ 10^{-8}} \simeq 2,5\%$$

soit $\sim$ 0,5 2,5% pour la chaîne $\pi^- \mu^- e^-$, en supposant que le μ^- s'arrête toujours dans la chambre. Cette désintégration $\pi^- \to \mu^-$ se fait avec un angle faible et une estimation grossière de la proportion de coudes non

détectables donne ~10%. Le nombre d'évènements attendus $\Lambda^0_{\pi^- \to \mu^- \to e^-}$ simulant un $\Lambda^0_{\mu^- \to e^-}$ pour 2000 $\Lambda^0 \to p + \pi^-$, est alors de l'ordre de:

$2000 \,.\, \frac{2,5}{100} \,.\, 0,5 \,.\, 0,1 \sim 2,5$ évènements.

Malgré ces prévisions pessimistes, nous avons entrepris cette recherche de Λ^0_μ et poussé plus loin cette étude. Deux intérêts pouvaient y être trouvés :

- s'assurer que le taux du Λ^0_μ n'était pas "anormalement" élevé et donner une limite maximum pour le rapport de branchement.
- étudier dans quelles conditions la nature d'un Λ^0_μ pourrait être établie, par rapport au fond de $\Lambda^0\ \pi^- \to \mu^- \to e^-$.

2 - RECHERCHE DE Λ^0_μ

a - Principe de la séparation des $\mu^- \to e^-$ et de la plupart de $\pi^- \to \mu^- \to e^-$.

Le dépouillement nous a donné une cinquantaine de $V^0\ \mu \to e^-$ ou $V^0\ \pi^- \to \mu^- \to e^-$. L'élimination des K^0, le jeu des coupures pris sur les Λ^0 ordinaires [1] et une coupure supplémentaire exigeant l'arrêt du μ à moins de 5 cm des faces de sortie pour s'assurer de toujours reconnaître l'électron de désintégration ont ramené ce lot initial à 30 V^0.

Si sur beaucoup de ces V^0 la présence d'un coude ne prête guère à discussion, sur d'autres ce dernier est difficile à distinguer du scattering coulombien multiple qui introduit des angles apparents. En d'autres termes, l'hypothèse d'un μ^- ne peut être rejetée que si l'angle correspondant à un coude possible et à l'hypothèse $\pi^- \to \mu^- \to e^-$ est trop grand pour être compatible avec les erreurs dûes au scattering et à la mesure d'un supposé μ^-.

Il était bien difficile de mesurer ces angles litigieux par le truchement du IEP et du programme, ce qui exigeait des points "correspondants" sur deux vues, exigence bien difficile à satisfaire dans les cas qui nous concement.

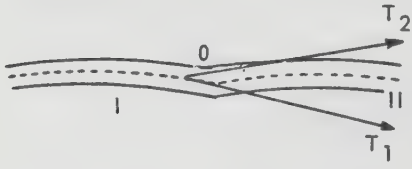


Fig. 1 - *Trace grossie*

Nous les avons donc mesurés sur la table d'un projecteur et sur une seule vue de la façon suivante: Soit à déterminer l'angle que peut faire en 0 la trajectoire. Une série de cercles munis d'une tangente T permet d'adapter celui qui convient le mieux à la partie I puis à la partie II de la trajectoire et de déterminer ainsi en 0 les tangentes T_1 et T_2 et par là l'angle cherché (Fig. 1).

(1) cf. Chap. VII p.69.

Le programme s'il était applicable, donnerait peut-être une précision meilleure puisqu'il se sert des courbures "vraies" au point 0, calculées à partir de la courbure moyenne et compte tenu de la perte d'énergie par ionisation. Cependant l'erreur introduite par notre méthode (cercle fixe), par rapport à celle du programme (cercle variable) varie en sens opposé pour les tangentes T_1 et T_2 et ne doit pas affecter beaucoup l'angle mesuré ; aussi la valeur de l'erreur $d\theta$, faite ici sur une direction T, peut-elle être considérée comme étant celle introduite dans le programme avec la longueur de mesure $L = L_{opt}$.

Nous avons donc :(1)

$$d\theta = \left[d\theta_p^2 + d\theta_{sc}^2 \right]$$

$$d\theta = \left(\frac{1{,}2\ \epsilon^2}{L^2} + \frac{3{,}36\ L}{(p_\beta)^2 \cos^3 \phi} \right)^{1/2}$$

$d\theta$ en radians

ϵ : erreur de pointé en cm

L : longueur en cm

p_β : en Mev/c

ϕ : angle de la trace avec la glace avant

En prenant pour L la longueur optimum rendant $d\theta$ minimum, soit :

$$L_{cm} = 0{,}9\ \epsilon_{(cm)}^{2/3} \left(\frac{p_\beta}{100} \right)_{(Mev/c)}^{2/3} \cos \phi$$

et en remplacant L par sa valeur, nous avons :

$$d\theta = \frac{1{,}2\ \epsilon^{1/3}}{\left(\frac{p_\beta}{100} \right)^{2/3} \cos \phi}$$

$d\theta$ en degrés

ϵ en 1/10mm

$p_{Mev/c}$	$p_{\beta\ Mev/c}$	$\Delta\theta$ degrés
50	21	6,9
80	47	5,2
100	68	3,4
150	120	2,2

TABLEAU I - *Angle $\Delta\theta$ ($\epsilon = 0{,}3$ mm) pour un μ^- ($\cos \phi = 1$)*

L'erreur sur l'angle mesuré sera alors $\Delta\theta = \sqrt{2}\, d\theta$ et avec $\epsilon = 0{,}3$ mm erreur prise ici :

$$\Delta\theta = \frac{2{,}5}{\left(\frac{p_\beta}{100} \right)^{2/3} \cos \phi}$$ (cf. Tableau 1)

$\cos \phi$ peut être mesuré ; dans l'hypothèse du μ^-, p_β peut être connu par le parcours restant de la particule qui se désintègre en électron.

Nous n'avons considéré comme μ^- possibles que les particules où l'angle d'un coude possible était

(1) cf. Chap. III p.16 et 17.

inférieur à 2 $\Delta\theta$ (2 écarts standards). De cette façon 95% des μ^- devraient être retenus et beaucoup de $\pi^- \to \mu^- \to e^-$ éliminés.

b - Etude des Λ^o_μ possibles

Une telle analyse nous a donné seulement trois évènements. Le premier a une branche négative longue et permet une mesure de courbure. Dans l'hypothèse μ^-, le moment est $p = 197^{+43}_{-20}$ Mev/c alors que le parcours donne $p = 140$ Mev/c. L'hypothèse π^- au contraire convient très bien à un $\Lambda^o \to p + \pi^-$, la valeur attendue étant de 200 Mev/c.

Les deux autres (voir la photo de l'un d'entre eux p.33bis) ont une branche trop courte pour une telle mesure. L'analyse cinématique s'en trouve restreinte, et la meilleure méthode pour la conduire est la suivante :

Supposons la masse m_Λ connue ; le moment du proton et l'angle θ du V^o déterminent le moment du π^- dans l'hypothèse $\Lambda^o \to p + \pi^-$. Par ailleurs, si ce π^- se désintègre en μ^- en un endroit inconnu, on peut se rendre compte que, pour une longueur donnée de la trace, il peut avoir un moment $p_1 < p < p_2$ tel que p_1 et p_2 correspondent à la désintégration du π dès son émission et donnant un μ à l'avant (pour p_1) ou à l'arrière (pour p_2) dans le système où il est au repos.

Cette étude sur les 2 évènements s'est révèlée négative pour affirmer ainsi l'impossibilité d'avoir un $\Lambda^o \to p + \pi^-$ (Tableau II).

N° évèn.	Arrêt proton	Moment proton Mev/c	Angle du V^o θ degrés	Longueur de la particule négative	Moment π calculé Mev/c	p_1 Mev/c	p_2 Mev/c
105.913	+	780	87,4 ± 5,0	1,4 cm	35	28	110
177.610	+	461	105,0 ± 3,0	1,9 cm	72	54	150

TABLEAU II - *Caractéristiques des 2 Λ^o_μ possibles.*

Ainsi nous avons 2 évènements, compatibles avec un Λ^o_μ ou avec un Λ^o_π. Une estimation rapide du bruit de fond nous a donné $\sim$ 2 évènements ; néanmoins nous allons calculer plus exactement ce bruit de fond, en fonction de la méthode utilisée : nous pourrons ensuite donner une limite maximum du rapport de branchement du Λ^o_μ.

3 - DETERMINATION DU BRUIT DE FOND DE $\Lambda^o \to p + \pi^- \hookrightarrow \mu^- \to e^-$

a - Méthode

Supposons un π qui se désintègre en vol au point 0, avec un moment p_π. A l'aide des courbes de désintégration du π^- et de la valeur précédente liée au scattering $2\Delta\theta = f(p_\mu)$ on peut connaître les angles limites détectables $\theta = f(p_\mu)$. On est amené à considérer

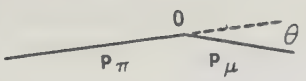


Fig. 2

peut remonter aux angles θ^*_{arr} et θ^*_{av} dans le C.M. et, la désintégration du π étant isotrope dans ce système, calculer le pourcentage ϵ de coudes compatibles avec un scattering d'un μ^- de moment p_μ.

2 angles limites θ_{arr} et θ_{av} (Fig. 3) correspondant à la direction du μ à l'arrière ou à l'avant dans le système du π au repos ($\theta_{av} < \theta_{arr}$ puisque $p_{\mu av} > p_{\mu arr}$). De là on

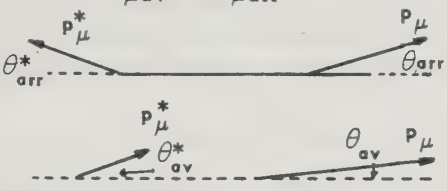


Fig. 3 - *Désintégration $\pi \to \mu$ (systèmes du C.M. et du laboratoire*

Les résultats de cette analyse (pour cos $\phi = 1$) sont résumés dans le tableau III : ϵ varie peu avec p_π, car si un π plus énergique se désin-

p_π Mev/c	ϵ_{arr} (%) désint. à l'arrière	ϵ_{av} (%) désint. à l'avant	$\epsilon = \epsilon_{av} + \epsilon_{arr}$ (%)
70	5,8	3,7	9,5
100	4,3	3,6	7,9
150	4,0	3,6	7,6
200	2,6	4,0	6,6

TABLEAU III - Proportion de coudes "non détectables" (pour cos $\phi = 1$)

tègre avec un angle plus faible, l'angle minimum détectable est également plus faible ; il augmente légèrement pour les faibles moments mais cette augmentation intervient peu du fait que les π^- de faible énergie font l'objet de coupures inévitables (un π^- de 50 Mev/c a un parcours de 2 mm).

Ainsi, malgré la diminution d'énergie du π par ionisation sur son parcours, la probabilité ϵ reste à peu près la même et une bonne approximation est de prendre $\epsilon_{moy} = 8\%$ ce qui, pour 30 $\Lambda^\circ \; \pi^- \to \mu^- \to e^-$ fait attendre un bruit de fond de $30 \times 0{,}08 \sim 2{,}5$ évènements en accord avec les premières estimations.

b - Précisions pour une étude plus complète

Une étude plus complète n'est pas nécessaire ici ; elle le deviendrait peut-être dans une expérience où l'on pourrait avoir un nombre de $\Lambda^\circ \sim 10$ fois plus grand. Il est intéressant, à ce propos, de mentionner quelques points qui pourraient modifier un peu ϵ.

1 - La désintégration à l'avant donnant des μ plus énergiques favorise la sortie des μ de la chambre et doit faire diminuer ϵ.

2 - Le calcul précédent ne tient pas compte du facteur cos ϕ qui, d'une part augmente $\Delta\theta$ et d'autre part, fait diminuer l'angle de désintégration du μ, vu en projection. Ce facteur, qui peut faire croître beaucoup ϵ, a plus d'importance que le premier.

3 - Les π^- d'énergie assez grande et se désintégrant assez loin peuvent dans certains cas (1 évènement dans cette expérience) être séparés des μ^- (test moment-parcours) : ce facteur fait diminuer ϵ.

4 - LIMITE SUPERIEURE DU RAPPORT DE BRANCHEMENT DE $\Lambda^\circ\mu$

D'après le calcul précédent on ne peut donc savoir si dans le lot de Λ° étudié existe un $\Lambda^\circ\mu$; néanmoins, sachant que l'on a trouvé, avec les critères pris, 3 évènements (dont un $\Lambda^\circ \pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$) et que le bruit de fond des $\Lambda^\circ\pi$ attendu est ~ 2 (nombre plutôt sous-estimé), on peut donner une limite du rapport de branchement du $\Lambda^\circ\mu$. Cette limite correspond, avec un degré de confiance de 90% à 4 $\Lambda^\circ\mu$ soit à un rapport $\rho_{max} = \dfrac{4}{3000\,\alpha}$.

3000 = nombre de Λ° (sans correction sur l'efficacité de dépouillement et sur les coupures nécessaires : (voir Ch. VII p.70).

$\alpha = \alpha_1\,\alpha_2$ α_1 : proportion de μ^- qui s'arrêteraient dans la chambre.

α_2 : proportion de μ^- à l'arrêt se désintégrant en électrons dans le liquide.

a - Proportion α_1 de μ^- qui s'arrêteraient dans la chambre

Nous avons créé un lot de μ^- représentatifs à partir des 48 $\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^-$ qui nous ont déjà servi à calculer la probabilité d'identification des électrons, et nous avons utilisé la même méthode qu'alors. La direction et le moment du μ dans le laboratoire dépend de 3 paramètres indépendants dans le C.M. : 2 angles θ^* et φ^* et le moment p^*. La distribution des angles θ^* et φ^* peut être prise identique à celle du cas de l'électron. Seule la distribution de p^* change. Nous avons utilisé le spectre prévu par la théorie V - A [1], spectre dominé de toute façon par le facteur dû à l'espace de phase $\beta\, x^2\,(1-x)^2$ avec $x = \dfrac{E^*}{E^*_{max}}$ et β : vitesse du μ.

Le calcul permet ensuite d'avoir dans le laboratoire le moment et la direction du μ. Des 48 μ ainsi tirés au sort, 3 donnent une longueur inférieure à 0,5 mm (coupure nécessaire sur ces faibles longueurs) 35 s'arrêtent à plus de 5 cm de l'une des faces de sortie et les 10 autres sortent de la chambre, ou s'arrêtent trop près des faces de sortie.

---

(1) D.R. Harrington - Phys. Rev. 120 - 1482 (1960)

La proportion de μ^- s'arrêtant dans la chambre est ainsi égale à :

$$\alpha_1 = \frac{35}{45} = 0{,}77 \pm 0{,}07$$

b - Proportion α_2 de μ^- se désintégrant à l'arrêt dans le mélange

La détermination théorique de cette proportion paraît plus simple qu'elle n'est en réalité. Elle dépend de trois phénomènes physiques différents :

1 - Dans un corps pur de nombre atomique Z, on a :

$$\alpha_2 = \frac{\Lambda_o}{\Lambda_o + \Lambda_d}$$

$\Lambda_* = \frac{1}{\tau}$ taux de désintégration du μ par unité de temps

Λ_d taux de capture du μ par le noyau par unité de temps

Λ_o est indépendant du noyau considéré. Λ_d a été mesuré pour divers atomes [1] dont H, C, F et des atomes de Z voisin de celui du Br et la formule de Primakoff (dépendance en Z_{eff}^4) est bien vérifiée.

2 - Dans une combinaison chimique, telle que C_3H_8 ou CF_3Br, il faut savoir en outre quel sera l'atome choisi de préférence par le μ avant de descendre sur l'orbite K de l'atome. Ce choix est lié au ralentissement du μ^-, pour des vitesses du μ^- de l'ordre de grandeur de celle des électrons de valence, mais est mal connu [2][3]. Nous avons pu, pour le fréon pur, mesurer $\alpha_2 = 48\%$ à l'aide de photos prises dans un faisceau de μ. Pour C_3H_8 les probabilités de capture de C et H sont faibles et α_2 varie peu entre C (91%) et H ($\sim$ 100%). La meilleure estimation possible d'après les mesures faites sur isolants [3] est $\alpha_2 = 96\%$.

3 - Dans un mélange de deux combinaisons, il faut savoir comment le μ choisira entre les deux corps. Ce choix est relié au ralentissement du méson, mais à des vitesses supérieures à celles des électrons de valence d'une combinaison. Il est relié à la perte d'énergie par collision qui, à faible énergie, augmente pour les corps légers. Neanmoins nous les avons supposé du même ordre de grandeur, ce qui revient à pondérer α_2 par la concentration en poids du mélange. L'erreur que l'on pourrait commettre ne ferait qu'augmenter α_2 et renforcerait la limite maximum du rapport de branchement que l'on veut obtenir.

---

(1) J.C. Sens - Phys. Rev. *113*, 685 (1959).
(2) E. Fermi et E. Teller - Phys. Rev. *72*, 399, (1947)
(3) J.C. Sens, R.A. Swanson, V.L. Telegdi et Yovanovitch, Nuovo Cimento *7*, 536, (1958)
J.F. Lathrop, R.A. Lundy, R.A. Swanson, V.L. Telegdi, D.D. Yovanovitch, Nuovo Cimento, *15*, 831, (1960).

Nous avons donc :

$$\alpha_2 = 0{,}26 \,.\, 0{,}96 + 0{,}74 \,.\, 0{,}48 = 0{,}61$$

$$\text{et} \quad \alpha = \alpha_1 \alpha_2 = 0{,}77 \,.\, 0{,}61 = 0{,}47$$

Le rapport de branchement ρ du $\Lambda^\circ \mu$ est donc tel que :

$$\rho < \frac{4}{3000 \,.\, 0{,}47} \quad \text{soit } \rho < 0{,}3\% \text{ avec un degré de confiance de } 90\%$$

5 - PROPORTION α_3 DE $\Lambda^\circ \mu^- \to e^-$ SEPARABLES DES $\Lambda^\circ \pi^- \to \mu^- \to e^-$ PAR LA CINEMATIQUE

La recherche précédente nous a donné 2 évènements dont l'analyse cinématique est compatible avec le $\Lambda^\circ \mu^- \to e^-$ ou le $\Lambda^\circ \pi^- \to \mu^- \to e^-$; il serait intéressant de connaître quelle serait à priori la proportion de Λ°_μ identifiables par la méthode utilisée. Nous avons calculé cette proportion à partir des 48 $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$ déjà utilisés pour connaître la proportion de μ^- s'arrêtant dans la chambre et, plus exactement, à partir des 35 évènements où le μ^- s'arrête effectivement. La reconstitution complète d'un Λ°_μ d'énergie donnée dépend de 5 paramètres liés par la relation de conservation du quadri-moment. La reconstitution du μ^- a déjà utilisé 3 paramètres indépendants et celle du proton fait intervenir les deux autres. Le calcul peut être facilité par les remarques suivantes. L'énergie du proton dans le laboratoire est donnée par la transformation de Lorentz : $E = \gamma (E^* + \beta p^* \cos \theta^*_+)$ où le facteur dominant est $\gamma E^* \sim \gamma m_\mu$; l'angle θ_+ (Fig. 4) est faible ($\sim 10^\circ$) et $\theta \sim \theta_+ + \theta_-$. Nous pouvons ainsi, avec un très bon ordre de grandeur, prendre $E \sim m_p$ et $\theta = \theta_- + \frac{\theta_{+max}}{2}$ est l'angle maximum que peut faire le proton d'énergie E avec la ligne de vol du Λ°_μ.

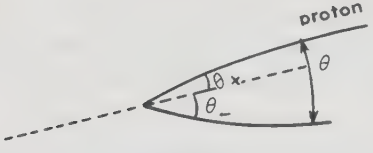


Fig. 4

Ayant ainsi E et θ, on peut faire l'analyse du V° en $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$: Le moment du π est déterminé et l'on voit si ce π, en se désintégrant en μ, peut donner une longueur totale de trajectoire égale à celle du μ. La compatibilité a été admise en prenant une erreur standard de 3° sur l'angle, le moment du proton étant en général très bien déterminé par son parcours.

Cette analyse donne 8/35 évènements incompatibles avec un Λ°_π. Ils sont dus essentiellement à des μ^- de faible énergie émis avec un angle θ faible et correspondant à des μ d'énergie faible dans le C.M.

A ces 8 évènements, on peut en ajouter peut-être 3 autres où le μ^- d'une longueur suffisante (> 15 cm) devrait pouvoir être séparé du π

(mesure moment-parcours). La meilleure estimation de α_3 est ainsi :

$$\alpha_3 = \frac{11}{35} = 0{,}31 \pm 0{,}08$$

Le fait de n'avoir observé aucun Λ^0_μ de ce type n'est pas étonnant, étant donné la limite de 0,3% trouvée ci-dessus pour le rapport de branchement.

6 - CONCLUSIONS

La recherche des Λ^0_μ que nous avons effectuée amène plusieurs conclusions :

a - La limite maximum obtenue pour le rapport de branchement du Λ^0_μ est de 0,3% et coïncide avec la valeur théorique tirée de l'interaction universelle V - A ; ce résultat n'est pas surprenant étant donné le rapport de branchement trouvé pour le Λ_β. Cependant, à notre connaissance, c'est la première fois qu'une recherche systématique du Λ^0_μ a été faite et si un premier Λ^0_μ a été publié depuis peu [1], il l'a été également sans statistique aucune.

b - Cette recherche peut être utile pour de futures expériences et amène dans ce but plusieurs remarques.

1 - La recherche "directe" du Λ^0_μ devrait être facilitée par le fait que la plupart des $\Lambda^0 \to p + \pi^-$ peut être rapidement éliminée et le fond de ces évènements réduits à $\sim 0{,}1$ % (Λ^0 avec $\pi^- \to \mu^- \to e^-$).

2 - La proportion de Λ_μ identifiable est cependant faible. Elle est dans notre cas $\alpha = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 = 0{,}61 \cdot 0{,}77 \cdot 0{,}31 \sim 0{,}15$.

Il serait peut-être préférable d'employer du propane pur car si l'on doit perdre un peu sur le facteur α_2 (pouvoir d'arrêt) on gagne par ailleurs sur le facteur α_1 ($\sim 0{,}96$ au lieu de 0,61) et sur le facteur α_3 (amélioration des précisions de mesure).

Néanmoins une partie seulement du spectre des Λ^0_μ (μ de faible énergie dans le C.M.) pourra sans doute être facilement identifiable.

---

(1) F. Eisler, J.M. Gaillard, J. Keren, M. Schwartz, S. Wolf, Phys. Rev. Let. 7, 136 (1961).

RECHERCHE DES DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES DES Σ^-

1 - RESULTATS DE LA PRESELECTION

Le dépouillement des photos a porté sur les $\Sigma^- K^+$ et $\Sigma^- K^o$ avec signature du K^+ (arrêt et désintégration) ou du K^o (mode $K_1^o \to \pi^+ + \pi^-$), Il nous a donné environ 600 $\Sigma^- K^+$ et 60 $\Sigma^- K^o$.

Le nombre de $\Sigma^- K^+_{\to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-}$ (évènement clair : voir 1 photo - p.33 bis) nous a indiqué qu'environ 50% des $\Sigma^- K^+$ devaient être faux. Aucun Σ^-_β n'a été trouvé directement au dépouillement.

Tous les évènements ont été revus de façon à rechercher les possibles Σ^-_β ou Σ^-_μ (mêmes critères que pour les Λ^o_β) et à faire un tri d'évènements. Pour établir le nombre de vrais évènements $\Sigma^- K^+$ ou $\Sigma^- K^o$, des critères simples et efficaces ont été pris, en plus de ceux utilisés au dépouillement.

a - Critères sur l'interaction

1 - Critères sur les branches sortant de l'interaction, en plus du Σ^- et des K^+ ou K^o : mêmes critères que pour les interactions donnant $\Lambda^o + K^o$ (critères 5 - p.31).

2 - Rejet d'interaction donnant un γ visible.

L'énergie des π^- est trop faible pour donner la réaction : $\pi^- + N \longrightarrow \Sigma^- + K + \pi^o$.

b - Critères sur le Σ^-

1 - Rejet des Σ^- qui seraient émis à l'arrière par rapport au π^- initial (dans les paires $\Lambda^o + K^o$ aucun Λ^o n'a été trouvé émis à l'arrière).

2 - Rejet de Σ^- à cause de rayons δ incompatibles.

c - Critères sur le K^+

Les modes de désintégration du K^+ sont les suivantes :

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu \qquad (1)$$
$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^o \qquad (2)$$
$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- \qquad (3)$$
$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^o + \pi^o \qquad (4)$$
$$K^+ \longrightarrow \pi^o + \mu^+ + \nu \qquad (5)$$
$$K^+ \longrightarrow \pi^o + e^+ + \nu \qquad (6)$$

Les modes (1) et (2) sont les plus fréquents ($\sim$ 85%) et pour les K^+ à l'arrêt, seuls considérés, les moments des μ^+ et des π^+ sont

respectivement 235 Mev/c (parcours 80 cm) et 210 Mev/c (parcours 40 cm). Les modes (3), facile à reconnaître, (4), (5) et (6), donnent lieu à des spectres pour les moments des particules de désintégration. Les critères pris se comprennent ainsi facilement :

1 - Rejet du K^+ à l'arrêt à cause de rayon δ incompatibles.

2 - Rejet des interactions (4) (5) (6) si aucun γ du π° n'est visible.

3 - Rejet des interactions (1) ou (2) si un μ^+ ou π^+ se désintégrant dans la chambre a un parcours R < 40 cm.

Des mesures de moments n'ont pas été en général effectuées sur table de dépouillement.

4 - Rejet du K^+ si la branche secondaire a dans la chambre une longueur < 10 cm (de façon à permettre des mesures de moments sur les secondaires).

Aucun critère particulier n'a été pris pour le K°.

Les résultats ont été les suivants :

- aucun candidat Σ^-_β ou Σ^-_μ
- Nombre de $\Sigma^- K^+$ retenus : 309
- Nombre de $\Sigma^- K^\circ$ retenus : 49

2 - DETERMINATION DU NOMBRE DE Σ^-

Un lot d'évènements $\Sigma^- K^+$ et $\Sigma^- K^\circ$ pris au hasard a été mesuré et analysé de façon à en déterminer la proportion d'évènements valables : 43 $\Sigma^- K^+$ et 19 $\Sigma^- K^\circ$.

a - Analyse des $\Sigma^- K^+$

- 4 évènements ont été rejetés au départ (erreur de présélection).

- 1 évènement est reconnu comme $K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$.

- 2 évènements sont compatibles avec les modes (4) ou (5) (présence d'un γ, moment du π^+ ou μ^+ incompatibles avec la désintégration (2), test moment-parcours du K^+ positif).

Restent 36 évènements qui, pour être retenus, sont exigés venir des modes (1) ou (2) pour le K^+.

1 - Première méthode

Trois tests sont envisagés : le premier toujours possible, par définition à la présélection, les deux autres dépendant de la longueur de la trace envisagée.

a - Compatibilité du moment mesuré de la particule de désintégration du K^+ avec $p_{\pi^+} = 210$ Mev/c ou $p_{\mu^+} = 235$ Mev/c.

b - Test moment-parcours sur le K^+.

c - Test moment-parcours sur le Σ^-.

Aucun critère n'est pris pour le secondaire du supposé Σ^-. Sont rejetés 5 évènements incompatibles à 2 écarts standards pour le test a.

Les 31 évènements restant se divisent en 2 catégories ; 18 évènements où l'un des tests b ou c est possible, et 13 autres.

Si l'on fixe encore 2 écarts standards pour un jeu de tests a, b, c combinés, 2 évènements se trouvent éliminés. On peut postuler qu'il doit en être de même pour les 13 évènements restant soit : $2 \cdot \frac{13}{18}$ ~ 2 évènements rejetés dans ce lot.

Une telle analyse nous fait garder 27 évènements sur 36.

2 - Deuxième méthode

L'histogramme des moments des secondaires du présumé K^+ (planche IX) où ont été ajoutés deux évènements rejetés déjà à la présélection (parcours du μ^+ ou π^+ avant désintégration < 40 cm) semble nous donner un bruit de fond assez uniforme, superposé au pic correspondant à $p_{\pi^+} = 210$ et $p_{\mu^+} = 235$ Mev/c. L'élimination d'un tel bruit de fond supposé uniforme nous donne également 27 évènements K^+ sur 36.

Chaque méthode a ses imperfections mais le fait que toutes deux, assez indépendantes, donnent le même résultat autorise à croire juste cette détermination d'évènements valables.

Les deux évènements compatibles avec les désintégrations (4) ou (5) correspondent à l'ordre de grandeur attendu et la proportion d'évènements retenus sera donc $\frac{27 + 3}{43} = 0,7 \pm 0,07$

b - Analyse des 19 $\Sigma^- K^\circ$

L'analyse des 19 K°, semblable à celle faite pour les K° de production en paires de V°, a conduit à retenir 15/19 K°, soit une proportion égale à $0,79 \pm 0,10$.

Le nombre total de Σ^- est, ainsi :

$$N_{\Sigma^-} = 309 \frac{30}{43} + \frac{15}{19} \cdot 49 = 254 \pm 25$$

3 - CONCLUSION SUR LA RECHERCHE EXPERIMENTALE DES Σ^-_β

L'absence de Σ^-_β ou Σ^-_μ sur 250 cas, par une méthode d'identification "directe" vient confirmer la rareté des désintégrations leptoniques des Σ^-, recherchées par d'autres méthodes. Deux Σ^-_β ont été trouvés depuis peu de temps venant s'ajouter à un $\Sigma^\pm_\beta$ trouvé jadis dans les émulsions[1]. Le premier[2] est donné sans aucune statistique,

(1) J. Hornborstel, E.O. Salant, Phys. Rev. *102*, 502, 1956.
(2) P. Franzini et J. Steinberger, Phys. Rev. Let. *6*, 281, 1961.

le second[1] avec une statistique de 2.400 $\Sigma^- \to \pi^- + n$. Cette dernière recherche a été faite à l'aide d'une chambre à hydrogène dans un faisceau de K^- s'arrêtant dans la chambre et donnant en particulier :

$$K^- + p \to \Sigma^- + \pi^+$$

Les Σ^- sont monoénergétiques et le spectre attendu des π^- de désintégration est assez étroit. Le Σ^-_β est mis en évidence uniquement par mesure de moment de la particule négative. Cette méthode donne, disent les auteurs, une probabilité d'identification du Σ^-_β de 30%.

La méthode "directe" de notre expérience avec une probabilité d'identification voisine de 85% comme pour le Λ^o_β, vient apporter, malgré sa faible statistique, une confirmation aux recherches déjà faites.

Même avec 250 évènements, la théorie simple V-A qui prévoit des rapports de branchement de 5,6% pour le Σ^-_β et 2,5% pour le Σ^-_μ se voit déjà contredite au moins pour ce qui est du mode électronique. Avec une probabilité d'identification de l'électron de 80%, nous aurions dû en effet avoir $\sim$ 11 Σ^-_β et la probabilité de n'en voir aucun est $\sim 2\ 10^{-5}$, ce qui montre que notre étude n'était pas sans intérêt.

Aucune recherche, à notre connaissance, n'a été faite du Σ^-_μ. Il devrait s'avérer qu'une méthode d'identification directe dans une chambre à bulles à liquide lourd, analogue à celle prise pour la recherche du Λ^o_μ, pourrait donner des résultats intéressants. Le premier obstacle à surmonter reste celui d'une bonne statistique.

(1) W.E. Humphrey, J. Kirz, A.H. Rosenfeld, J. Leitner, Y.I. Rhee, Phys. Rev. Let. 6, 478, 1961.

QUATRIEME PARTIE

APERÇUS THEORIQUES SUR LES INTERACTIONS FAIBLES

INTRODUCTION

Ce travail expérimental sur les désintégrations leptoniques du Λ° et du Σ^{-} ne prendra son véritable sens que replacé dans le cadre du développement de nos connaissances des interactions faibles. Rappelons d'abord les grandes lignes.

Les particules élémentaires ont entre elles des interactions qui semblent se ranger en trois classes très différentes suivant la force avec laquelle elles interviennent (sans compter les interactions de gravitation qui, trop faibles, ne sont connues qu'à l'échelle macroscopique) : à côté des interactions "fortes" et électro-magnétiques apparaît une autre classe d'identification dites "faibles" parce que les probabilités de transition des processus qui en dépendent sont beaucoup plus petites. Ces différentes classes se distinguent aussi entre elles parce qu'elles n'obéissent pas aux mêmes lois de symétrie ; en particulier les interactions faibles sont les seules à ne pas respecter la conservation de la parité (invariance par inversion d'espace).

On peut distinguer plusieurs classes d'interactions faibles connues :

a - Interactions leptoniques (faisant intervenir des leptons : e, μ, ν)

1 - Purement leptoniques $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \overline{\nu}$

2 - Avec particules à interactions fortes dont le changement d'étrangeté est nul. $\Delta S = 0$

$n \rightarrow p + e^{-} + \overline{\nu}$ $\quad \mu^{-} + p \rightarrow n + \nu$ $\quad \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$

3 - Avec particules à interactions fortes dont $|\Delta S| = 1$

$$K^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu \qquad K \to \pi + \begin{cases} \mu \\ e \end{cases} + \nu \qquad \Lambda^{\circ} \to p + e^{-} + \overline{\nu}$$

b - Interactions non leptoniques avec changement total d'étrangeté $|\Delta S| = 1$ (aucune interaction avec $|\Delta S| = 2$ n'est connue jusqu'à présent).

$$K \to 2\pi \qquad K \to 3\pi \qquad \Lambda \to N + \pi \qquad \Sigma \to N + \pi \qquad \Xi \to \Lambda + \pi$$

Les deux premières classes sont les mieux comprises, et donnent lieu à des caractéristiques communes qui ont fait naître l'idée d'une théorie universelle des interactions faibles.

Les deux dernières sont moins bien connues et l'on essaie a priori d'appliquer les théories qui rendent compte des deux premières. Pour comprendre comment on essaie de prévoir les caractéristiques du Λ°_{β} ou du Σ^{-}_{β} il n'est pas inutile de résumer ce qui est admis jusqu'à présent.

CHAPITRE X

INTERACTIONS FAIBLES SANS PARTICULES ETRANGES

Il s'agit essentiellement des réactions :

$$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu + \overline{\nu}$$

$$n \to p + e^{-} + \overline{\nu} \qquad \text{(et les divers noyaux}$$

$$\mu^{-} + p \to n + \nu \qquad \text{de radioactivité } \beta)$$

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu$$

La connaissance de ces diverses interactions a été poussée assez loin du point de vue expérimental et conduit à une théorie d'ensemble simple et cohérente.

1 - FORME DE LA THEORIE DE FERMI

Rappelons les hypothèses de départ qui furent mises en avant par Fermi pour la radioactivité β et par exemple pour celle du neutron :

a - L'interaction est ponctuelle et l'hamiltonien fait intervenir une combinaison linéaire des quatre champs représentant les fermions en présence, de la forme suivante :

$$H_{int.} = \Sigma_i \, C_i \, (\overline{\psi}_p \, 0_i \, \psi_n) \, (\overline{\psi}_e \, 0_i \, \psi_\nu) + c\,h \quad \text{(conjugué hermitique)}$$

ψ : spineur à 4 composantes de Dirac

$\overline{\psi} = \psi^* \, \gamma_4$: spineur adjoint de Dirac

0_i : opérateur sur lequel nous reviendrons ; C_i = constante.

En théorie des champs ψ est un opérateur d'annihilation d'une particule ou de création d'une antiparticule $\overline{\psi}$, un opérateur de création d'une particule ou d'annihilation d'une antiparticule.

b - Les phénomènes physiques peuvent être calculés par la théorie des perturbations du premier ordre.

En particulier la probabilité de transition par unité de temps d'un état initial i à un état final f est donnée par la formule classique :

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \, \rho \, (E)$$

c - Généralisation de la forme initiale de Fermi

Si l'on veut seulement que H_{int} soit invariant par rapport aux transformations de Lorentz propres (rotations + translation) mais pas nécessairement invariant par opération de C (conjugaison de charge), P (inversion d'espace) et T (renversement du temps), sous la forme initiale de Fermi, H_{int} s'écrira :

$$(1) \quad H_{int} = \sum_i (\bar{\psi}_p \, 0_i \, \psi_n)[\bar{\psi}_e \, 0_i \, (C_i + C_i' \, \gamma_5) \, \psi_\nu] + c.h$$

sous la forme de deux courants $(\bar{p}\, n)$ et $(\bar{e}, \nu)$. On peut montrer que les courants $\bar{\psi}\, 0_i\, \psi$ indépendants sont formés à partir des 5 opérateurs suivants :

Opérateur 0_i	Forme de $\bar{\psi}\, 0_i\, \psi$
1	scalaire S
γ_μ	vecteur V
$1/2_i\,(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$	tenseur T
$\gamma_\mu \gamma_5$	pseudo vecteur A
γ_5	pseudo scalaire P

On néglige cependant ici d'autres facteurs de forme dépendant du moment de transfert entre proton et neutron, qui dans la radioactivité β est faible.

Les constantes C_i et C_i' sont a priori quelconques, mais doivent répondre à certaines conditions s'il y a invariance de H_{int} par rapport à C, P, T :

invariance par rapport à C : C réel C' imaginaire pur
invariance par rapport à P : C' = 0
invariance par rapport à T : C réel C' réel

2 - CONCLUSIONS THEORIQUES TIREES DE L'EXPERIENCE

Les progrès dans la compréhension des interactions faibles ont été surtout réalisés à partir de la découverte de la non conservation de la parité [1]. Les conclusions théoriques admises actuellement sont les suivantes :

a - Théorie du ν à 2 composantes

Dans le langage de Dirac le neutrino a quatre états possibles : 2 pour le ν, 2 pour le $\bar{\nu}$. Ces états se divisent eux-mêmes en deux états d'hélicité opposée. Cette hélicité est représentée par l'opérateur $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ qui pour le neutrino, d'après l'équation de Dirac avec $m_\nu = 0$, est telle que :

$$\vec{\sigma}\,\vec{p}\, |\psi_\nu> \; = \; -\gamma_5 \; |\psi_\nu>$$

$\vec{\sigma}.\vec{p}$ admet ainsi les deux valeurs propres ± 1 de γ_5, et $(1 + \gamma_5)\,|\psi_\nu>$ et $(1 - \gamma_5)\,|\psi_\nu>$ sont les états propres d'hélicité gauche et droite

(1) T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. *105*, 1671, 1957
L. Landau, Nuclear Physics, *3*, 127, 1957
A. Salam, Nuovo Cimento, *5*, 299, 1957

du ν. Si la parité était conservée, ces deux états existeraient en proportion égale. La théorie du ν à 2 composantes est la suivante, aussi invraisemblable que peut l'être la non conservation de la parité : le ν est un objet existant avec un seul état d'hélicité ; d'où la réduction de 4 composantes à 2 pour le ν de Dirac.

Les nombreuses expériences sur la non conservation de la parité ont parfaitement confirmé cette théorie dans la radioactivité β, la désintégration du μ, la désintégration du π.

b - Conservation des leptons

Dans les processus connus, les leptons (e μ ν) sont toujours émis par paires. Si l'on appelle e^- lepton et e^+ antilepton, la conservation du nombre de leptons (leptons - antileptons) est assurée dans la radioactivité β en appelant ν (lepton) le neutrino d'hélicité gauche et $\bar{\nu}$ (antilepton) le neutrino d'hélicité droite.

La désintégration du μ indique que les deux neutrinos doivent être de nature différente (paramètre de Michel $\rho = 3/4$). La conservation des leptons est assurée en les appelant ν et $\bar{\nu}$ et en appelant μ^- lepton, μ^+ antilepton.

La conservation des leptons a été mise en évidence dans les réactions de $\bar{\nu}$ qui donnent des $e^{+(1)}$ mais non des $e^{-(2)}$.

Elle l'a été également dans la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ où le "neutrino" est effectivement d'hélicité gauche (à cause de la polarisation longitudinale du μ^+ antiparallèle à sa ligne de vol).

Ainsi dans la théorie du ν à 2 composantes, le neutrino apparaîtra dans l'hamiltonien sous la forme $(1 + \gamma_5) |\psi_\nu>$.

c - Invariance par rapport à T

Ce principe est admis implicitement (comme jadis la conservation de P) ; il est difficile à tester expérimentalement et ne l'a été en fait que dans la radioactivité β (expérience sur neutron polarisé[3]).

Cette invariance implique que les constantes C_i et C_i' sont réelles.

d - Structure V - A des courants intervenant dans H_{int}

Divers résultats expérimentaux qu'il serait trop long d'analyser ici ont montré que dans la radioactivité β, des termes possibles (SVTAP), seuls étaient réalisés en fait les termes (V, A). Les constantes de l'hamiltonien général (1) se réduisent ainsi à deux et on peut écrire pour la radioactivité β :

$$H_{int} = [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (C_V - C_A \gamma_5) \psi_n] \; [\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu]$$

---

(1) F. Reines et C.L. Cowan, Phys. Rev. *113*, 273, 1959
(2) R. Davis et D.S. Harmer, Bul. Am. Phys. Soc. (11) *4*, 217, 1959
(3) Clark Robson Nathans, Phys. Rev. Let. *1*, 100, 1958
Burgey Krohn Novey Ringo Telegdi, Phys. Rev. Let. *1*, 324, 1958

L'expérience a donné $C_A = -1{,}25\ C_V$ [1].

La désintégration du μ de même s'interprête également avec la seule présence de courants (V, A) et de plus le courant $(\overline{\mu}\ \nu)$ est exactement le même que le courant $(\overline{e}\ \nu)$. On a ainsi une seule constante $(C_V)_\mu = g$.

De plus la vie moyenne de O^{14}, en particulier, indique que dans la radioactivité β : $C_V = (C_V)_\mu \simeq g$.

La capture du méson μ est difficile à étudier et à interpréter, mais semble bien compatible également avec une nature V, A du courant.

Ainsi négligeant pour le moment les petites différences entre C_A et C_V dans la radioactivité β, les trois processus envisagés sont décrits par des hamiltoniens de même forme :

Désintégration du μ : $H_{int} = g\,(\overline{\psi}_\nu\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\,\psi_\mu)(\overline{\psi}_e\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\psi_\nu) + c.h$ (1)

Radioactivité β : $H_{int} = g\,(\overline{\psi}_p\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\,\psi_n)(\overline{\psi}_e\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\psi_\nu) + c.h$ (2)

Capture du méson μ : $H_{int} = g\,(\overline{\psi}_n\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\,\psi_p)(\overline{\psi}_\nu\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\psi_\mu) + c.h$ (3)

Ces différents résultats ont été dégagés après beaucoup de travail expérimental, en particulier pour la radioactivité β, et convergent ainsi vers des conclusions assez simples. Il n'est pas étonnant que l'on ait pensé alors à la possibilité d'avoir affaire à une interaction universelle du type de Fermi s'appliquant à ces différents processus.

3 - THEORIE UNIVERSELLE DES INTERACTIONS FAIBLES (sans particules étranges)

Les résultats précédents étant admis, on a essayé de les englober dans un ensemble cohérent comprenant toutes les interactions faibles. Cette généralisation conduit à une théorie simple dont certains points sont d'ailleurs actuellement hors des portées expérimentales. Plusieurs étapes peuvent être considérées :

a - L'interaction de base des interactions faibles est une interaction ponctuelle du type de Fermi faisant intervenir 4 fermions et l'hamiltonien a la forme du produit de deux courants du type $\overline{\psi}\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\,\psi$.

Appelons symboliquement :

$$(l^e)^+ = (\overline{\nu}\,e) = \overline{\psi}_\nu\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\,\psi_e$$

$$(l^e)^- = (\overline{e}\,\nu) = \overline{\psi}_e\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\,\psi_\nu \text{ adjoint de } (l^e)^+$$

et de même les courants : $(l^\mu)^+$, $(l^\mu)^-$ et $j^+ = (\overline{p}\,n), j^- = (\overline{n}\ p)$

---

(1) Burgey, Krohn, Novey, Ringo et Telegdi, Phys. Rev. *110*, 1214 (1958)

Le signe + ou - signifie seulement que ces courants augmentent ou diminuent la charge de 1 : $\delta Q = \pm 1$.

Les hamiltoniens (1) (2) (3) s'écrivent alors :

$$(1) \quad H_{int} = (l^{\mu})^{+} (l^{e})^{-} + c.h.$$

$$(2) \quad H_{int} = j^{+} . (l^{e})^{-} + c.h.$$

$$(3) \quad H_{int} = (l^{\mu})^{+} j^{-} + c.h.$$

La généralisation de ces courants suppose que la désintégration du π^{+} doit passer par le stade intermédiaire d'une paire virtuelle baryon + antibaryon ($\Delta S = 0$) par une interaction forte, suivant par exemple le schéma de la figure 1 :

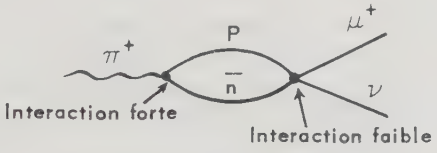


Fig. 1

b - On postule l'inexistence de courants neutres en particulier de courants leptoniques neutres, pour expliquer l'absence ou la rareté de processus tels que $\mu^{+} \to e^{+} + e^{+} + e^{-}$ ou $\mu^{-} + p \to e^{-} + p$.

c - On suppose que tous les courants font intervenir la même constante de couplage g, constante universelle des interactions faibles.

Cette constante est celle donnée par la désintégration du μ qui fait intervenir 4 leptons n'ayant pas d'interactions fortes.

Ce n'est pas le cas pour le nucléon où la constante g s'appliquant à la particule libre doit être renormalisée par les interactions fortes pour donner les constantes C_V et C_A expérimentales. En fait dans la radioactivité β, la renormalisation ne joue pas sur $C_V \simeq g$ et peu sur $C_A = -1{,}25\ g$.

Personne ne sait comment calculer ces renormalisations ni ne sait prévoir leur ordre de grandeur ou même leur sens. Ceci fait qu'il est alors difficile de relier la vie moyenne du π^{+}, où les interactions fortes doivent jouer un grand rôle, à la constante universelle g.

d - Interaction faible sous forme d'un seul courant interagissant avec lui-même.

On peut pousser plus loin la généralisation en supposant que l'interaction a la forme :

$$H_{int} = J^{+} J^{-}_{+} \text{ c.h} \quad \text{avec} \quad J^{+} = j^{+} + l^{+} \quad \text{avec} \quad l^{+} = (l^{e})^{+} + (l^{\mu})^{+}$$

On retrouve ainsi les processus (1) (2) (3) et on en prévoit aussi d'autres qui pour le moment dépassent les possibilités expérimentales, par exemple :

Terme $(l^e)^+ (l^e)^-$: $e^- + \nu \to e^- + \nu$

Terme $j^+ j^-$: $n + p \to n + p$ (sans conservation de la parité)

e - Hypothèse de la conservation de la partie vectorielle du courant j. Cette hypothèse[1] procède d'une analogie avec l'électromagnétisme où la charge électrique, renormalisée par les interactions fortes, est en fait la même pour toutes les particules (e^+ et p par exemple).

L'interaction électromagnétique s'écrit $e\, j^{el}_\mu\, A_\mu$, l'interaction faible (partie vectorielle) : $g\, j^{vf}_\mu\, l_\mu$.

Pour le champ des nucléons nous avons :

$$\begin{cases} j^{el}_\mu = \bar{N}\, \gamma_\mu \left(\dfrac{1+\tau_3}{2}\right) N \\ j^{vf}_\mu = \bar{N}\, \gamma_\mu\, \tau_+\, N \end{cases}$$

avec $N = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$ $\tau_+ = \tau_1 + i\tau_2$; $\tau_1\ \tau_2\ \tau_3$: matrices 2×2 dans l'espace du spin isotopique.

La conservation de la charge e est dûe à la conservation du courant total $j^{el} = \bar{N}\, \gamma_\mu \left(\dfrac{1+\tau_3}{2}\right) N + \pi^*\, \rho_3\, \dfrac{\partial \pi}{\partial x_\mu} + \ldots$ soit $\dfrac{\partial j^{el}}{\partial j_\mu} = 0$.

(ρ_3 : matrice 3×3 dans l'espace du spin isotopique). Ce courant se divise en 2 parties, l'une isoscalaire $\bar{N}\, \gamma_\mu\, N + \ldots$ qui est conservée (nombre baryonique) l'autre isovectorielle $\bar{N}\, \gamma_\mu\, \tau_3\, N$ qui doit également être conservée. La conservation du spin isotopique implique par ailleurs la conservation du vecteur courant $\vec{j}^v = N\, \gamma_\mu\, \vec{\tau} N + \pi^*\, \vec{\rho}_i \dfrac{\partial \pi}{\partial x_\mu} + \ldots$ On peut supposer maintenant que le courant faible $\bar{N}\, \gamma_\mu\, (\tau_1 + i\, \tau_2)\, N$ fait partie du courant *total* $j^{v\,(1)} + i\, j^{v\,(2)}$ qui lui aussi est conservé. La conservation de g (charge faible) est ainsi assurée comme celle de e (charge électrique).

Cette théorie vient de recevoir une confirmation expérimentale par la comparaison des spectres de transition $B^{12} \to C^{12}$ et $N^{12} \to C^{12}$ [2].

Ainsi si la théorie universelle des interactions faibles n'a pas résolu tous les problèmes, (par exemple la renormalisation de C_A dans la radioactivité β), elle forme pourtant un cadre simple et cohérent. Il n'est pas étonnant qu'on ait essayé de l'étendre aux interactions faibles avec particules étranges.

(1) S. Gerstein, J. Zeldovitch - Sov. Phys. JETP 2, 576, 1957.
R. Feynmann et M. Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 1958.
(2) T. Mayer-Kuckuh et F.C. Michel - Phys. Rev. Let. 7, 167, 1961.

CHAPITRE XI

INTERACTIONS FAIBLES $|\Delta S| = 1$ CONCLUSIONS POUR LE Λ°_β

L'information expérimentale sur les interactions faibles avec particule étrange, bien que déjà développée, est encore fragmentaire pour l'étude de l'interaction faible de base. Neanmoins en particulier la non conservation de la parité y a été vérifiée pour beaucoup de processus et la théorie du ν à 2 composantes testée pour le $K^+ \to \mu^+ + \nu$ (polarisation du μ^+)[1].

Il est logique de supposer vraies les hypothèses de base (invariance par rapport à T, conservation des leptons, théorie du ν à 2 composantes) qui devront cependant être systématiquement testées expérimentalement. Il est logique aussi de prendre comme fil directeur la théorie universelle V - A applicable aux interactions $\Delta S = 0$.

Nous allons voir pourtant que la forme même de l'"interaction universelle" n'est pas connue et que la constante universelle g, si elle existe, est difficilement vérifiable.

1 - FORMES D'INTERACTIONS UNIVERSELLES PROPOSEES

a - Interaction universelle sous forme d'un courant interagissant avec lui-même[2]

L'extension de la théorie universelle pour les interactions à $\Delta S = 1$ est simple : aux courants $j^+ (\bar{p}\, n)$ et $l^+ = (\bar{e}\, \nu) + (\bar{\mu}\, \nu)$, on ajoute un courant s^+ ayant la propriété $|\Delta S| = 1$, par exemple de la forme suivante $s^+ = (\bar{p}\, \Lambda) + (\bar{n}\, \Sigma^-) + (\bar{\Lambda}\, \Xi^-) + \ldots$

On a ainsi un hamiltonien :

$$H_{int} = (j^+ + s^+ + l^+)\,(j^- + s^- + l^-) + c.h$$

qui à côté des processus déjà vus introduit les deux autres classes d'interactions faibles connues, faisant intervenir les particules étranges:

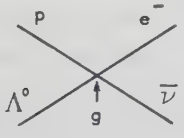


Fig. 1 - $\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}$

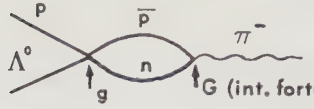
1 - Interactions leptoniques : Terme $s^+ l^- + c.h$

$$(K \to \mu + \nu,\ K \to \pi + \begin{cases} e \\ \mu \end{cases} + \nu,\ \Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu})$$

En particulier pour le Λ°_β on aura le schéma d'interaction de la Fig·1 et $H_{int} = g\,(\bar{p}\, \Lambda)\,(e^-\, \nu) + c.h$

(1) Coombes, Cork, Golbreith, Lamberston et Wenzel - Phys. Rev. *108*, 1348 (1957)
(2) R.P. Feynmann et M. Gell-Mann - Phys. Rev. *109*, 193, 1958
E.C.G. Sudarshan et R.E. Marshak - Phys. Rev. *109*, 1860, 1958
J.S. Sakuraï - Nuovo Cimento, *7*, 649, 1958

2 - Interactions non leptoniques : Terme $s^+ j^- + c.h$ (Fig. 2).



$(\Lambda \to N + \pi,\ \Sigma \to N + \pi \ldots)$

Fig. 2 - *Schéma possible du* $\Lambda^0 \to p + \pi^-$

Sous la forme proposée par Feynmann et Gell-Mann, cette forme d'interaction est accompagnée de deux hypothèses :

a - Absence de courants neutres j^0, s^0, l^0 : l'absence de l^0 assure en particulier l'inexistence de processus tels que $K^+ \to \pi^+ + e^+ + e^-$.

b - Règle $\dfrac{\delta S}{\delta Q} = +1$

Pour assurer la règle $|\Delta S| = 1$ (vérifiée pour les transitions $K^0 \rightleftarrows \bar{K}^0$ par la différence de masse $K_1^0 - K_2^0$ [1]) et empêcher dans les termes $s^+ s^-$ des transitions $|\Delta S| = 2$ il faut évidemment supposer que les courants s^+ ou s^- satisfassent à une seule des 2 relations $\dfrac{\delta S}{\delta Q} = +1$ ou $\dfrac{\delta S}{\delta Q} = -1$; on connaît des transitions leptoniques où le courant s est tel que $\dfrac{\delta S}{\delta Q} = +1$, on suppose alors l'inexistence de courants avec $\dfrac{\delta S}{\delta Q} = -1$. Cette absence interdirait en particulier les transitions :

$$\Sigma^+ \to n + e^+ + \nu \qquad K^0 \to \pi^+ + e^- + \bar{\nu} \qquad \bar{K}^0 \to \pi^- + e^+ + \nu$$

Indépendamment de cette règle $\dfrac{\delta S}{\delta Q} = +1$ que des résultats préliminaires sur des $K_2^0 \to \pi + e + \nu$ semblent contredire [2], cette forme d'interaction universelle a contre elle également de ne pouvoir rendre compte de la règle $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ pour les désintégrations non leptoniques [3]; pour tenir compte de cette règle, cette forme simple doit être modifiée, en y ajoutant des courants neutres.

b - Interaction universelle avec courant neutre [4]

En prenant $H_{int} = (j^+ + s^+ + l^+)(j^- + s^- + l^-) + (j^0 + s^0)(j^0 + s^0)^* + c.h$ les transitions $|\vec{\Delta I}| = 3/2$ présentes dans les termes peuvent être détruites par un choix judicieux des courants. Cependant dans un tel schéma, l'interaction universelle perd sa simplicité et l'absence de courants leptoniques neutres devient encore plus mystérieuse qu'avant.

(1) L.R. Okun et B. Portecorvo : Explt Theoret. Physics (USSR) *32*, 1587 (1957)
Muller et al : Phys. Rev. *4*, 418, 1960
(2) Conférence d'Aix en Provence, collaboration Berkeley - Padoue - Wisconsin, Septembre 1961
(3) Sawyer - Phys. Rev. *111*, 2135, 1958
(4) B. d'Espagnat et J. Prentki - Phys. Rev. 114, 1366, 1959
S.B. Treimann - Nuovo Cimento, *15*, 916, 1960

c - Autres formes d'interactions

Puisque la forme universelle la plus simple ne peut plus être admise, on peut supposer que la forme d'interaction n'est pas symétrique mais qu'on a par exemple :

$$H_{int} = (j^+ + s^+ + l^+)\, l^- + s^+ j^- + c.h$$

soit quatre sortes de courants correspondant aux quatre classes connues. Différentes formes ont été proposées [1] mais le choix ne pourra être sans doute fait que par l'apport de nouvelles informations expérimentales telles que sur des types d'interactions inconnues jusqu'à maintenant, et dont la présence reste à vérifier :

1 - Interactions leptoniques de particules étranges avec $\Delta S = 0$
$\Sigma^- \to \Lambda^\circ + e^- + \overline{\nu}$...

2 - Interactions leptoniques avec $|\Delta S| = 2$
$\Xi^- \to n + e^- + \overline{\nu}$ ...

2 - CONSEQUENCES DES FAIBLES RAPPORTS DE BRANCHEMENT DU Λ°_β ET DU Σ^-_β

Indépendamment d'une théorie universelle sous forme générale qui jusqu'à maintenant se heurte à des difficultés, on peut cependant supposer par souci de simplicité que les désintégrations leptoniques des Λ° et des Σ^- sont de même nature que celle du neutron : nature V, A des courants et constante universelle $g = C_V = -C_A$.

H_{int} s'écrit alors :

pour le $n \to p + e^- + \overline{\nu}$ $\quad H_{int} = g\,(\overline{p}\, n)\,(\overline{e}\, \nu) + c.h$
pour le $\Lambda^\circ \to p + e^- + \overline{\nu}$ $\quad H_{int} = g\,(\overline{p}\, \Lambda)\,(\overline{e}\, \nu) + c.h$
pour le $\Sigma^- \to n + e^- + \overline{\nu}$ $\quad H_{int} = g\,(\overline{n}\, \Sigma^-)\,(\overline{e}\, \nu) + c.h$
pour le $\Lambda^\circ \to p + \mu^- + \overline{\nu}$ et le $\Sigma^- \to n + \mu^- + \overline{\nu}$, le μ^- remplace simplement l'électron dans les formes précédentes.

A partir de là, le taux de transition peut être calculé et avec l'aide des vies moyennes du Λ° et du Σ^- on peut connaître les divers rapports de branchement théoriques tels que $\rho = \dfrac{\Lambda^\circ_\beta}{\Lambda^\circ \text{ total}}$; on obtient [2] :

$$\Lambda^\circ_\beta : 1{,}6\% \qquad \Sigma^-_\beta = 5{,}6\%$$
$$\Lambda^\circ_\mu : 0{,}3\% \qquad \Sigma^-_\mu = 2{,}5\%$$

Expérimentalement nous avons obtenu pour le Λ_β : $\rho = \left(0{,}3\,^{+0{,}15}_{-0{,}12}\right)\%$

et pour le Σ^-_β le rapport théorique est exclus ; (il serait de l'ordre de 0,1% d'après une autre expérience [3]).

(1) S.B. Treimann - Nuovo Cimento, *15*, 916, 1960
A. Païs, Nuovo Cimento, *18*, 287, 1960
B. D'Espagnat, Nuovo Cimento, *18*, 287, 1960
(2) Référence p. 2 - note 1
(3) Référence p. 85 - note 1

Nous allons passer en revue divers arguments qui, tout en gardant la nature V, A du courant et la possibilité d'une constante universelle g, peuvent modifier ce schéma simpliste et voir dans quelle mesure ils pourraient faire diminuer les taux de désintégration des Λ^0_β ou Σ^-_β.

a - Définition des courants

On remarquera tout d'abord que la définition des courants j et s dans le schéma de l'interaction universelle n'est pas précise et peut amener des différences dans les rapports de branchement. Par exemple dans le cadre de l'hypothèse de la symétrie globale, où les hypérons Λ^0 et Σ apparaissent sous forme de 2 doublets :

$$Y = \begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ \dfrac{\Lambda^0 - \Sigma^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y^+ \\ Y^0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad Z = \begin{pmatrix} \dfrac{\Lambda^0 + \Sigma^0}{\sqrt{2}} \\ \Sigma^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^- \end{pmatrix}$$

analogues aux doublets $N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ et $\Xi = \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix}$ on peut prendre comme courant avec : $|\Delta S| = 1 : s = (NZ + Y\Xi)$,

soit : $$s^+ = (\bar{p} Z^0) + (\bar{n} Z^-) + (\bar{Y} \quad \Xi^0) + (\bar{Y}^0 \Xi^-).$$

Les désintégrations leptoniques des Λ^0 et Σ^- données par $s^+ l^- + c.h$ auraient alors un rapport de branchement identique pour le Σ^- et deux fois plus petit pour le Λ^0. Cependant le peu de succès de la théorie de la symétrie globale appliquée aux interactions fortes en même temps que son insuffisance à expliquer les faibles taux leptoniques des Λ^0 et de Σ^- conduisent à ne pas y attacher trop d'importance et à supposer que l'on a bien des courants $(\bar{p}\,\Lambda^0)$ et $(\bar{n}\,\Sigma^-)$, par souci de simplicité.

b - Influence de la non ponctualité de l'interaction

Une hypothèse émise pour expliquer l'interaction à 4 fermions est de supposer que les courants faibles sont transmis par des bosons intermédiaires.

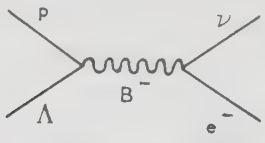


Fig. 3 - *Schéma de désintégration du Λ^0_β avec boson intermédiaire*

Une telle hypothèse rend alors l'interaction faible non ponctuelle (Fig. 3) la ponctualité de la théorie de Fermi étant une approximation valable pour de faibles transferts de moments q. Le propagateur du boson intermédiaire $\dfrac{1}{q^2 - m_B^2}$ intervient dans l'hamiltonien et le taux de désintégration fait intervenir un facteur de l'ordre de $\dfrac{1}{(q^2 - m_B^2)^2}$.

La masse du boson intermédiaire devrait être $m_B > m_K$ à cause

de l'absence de la désintégration $K^{\pm} \to B^{\pm} + \gamma$[1]. Pour $q = 0$ on doit retrouver la constante g, pour $q \sim 200$ Mev (Λ^{o}_{β}), on doit donc s'attendre à avoir une correction de l'ordre de :

$$\left(\frac{q^2}{m_B^2}\right)^2 < \left(\frac{q^2}{m_K^2}\right)^2 = \left(\frac{200}{500}\right)^4 \sim 2\%$$

On voit ainsi que la non ponctualité de l'interaction ne doit guère changer les rapports de branchement.

c - Influence des autres facteurs de forme

La forme générale de 0^{V}_{μ} ou 0^{A}_{μ} dans les courants V ou A $\overline{\psi}\, 0_{\mu}\, \psi$ est la suivante[2] :

$$0^{V}_{\mu} = g_V(q^2)\,\gamma_\mu + G_V(q^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,q_\nu + h_\nu(q^2)\,q_\mu$$

$$0^{A}_{\mu} = g_A(q^2)\,\gamma_\mu\gamma_5 + G_A(q^2)\,q_\mu\gamma_5 + h_A(q^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,q_\nu\gamma_5$$

où q est le quadrimoment de transfert Λ - p pour le Λ^{o}_{β} ou n - p pour le $n \to p + e^{-} + \overline{\nu}$.

Pour le neutron les termes h sont nuls (symétrie de charge) et comme $q \sim o$, seuls les termes g interviennent de façon appréciable. On a alors $g_V(o) = C_V \quad g_A(o) = -C_A$.

Pour le Λ_{β} où $q \sim 180$ Mev, la théorie universelle, dans sa forme simplifiée, fait intervenir uniquement les constantes $g_V(q^2) = g_V(o)$ et $g_A(q^2) \sim g_A(o)$. Si l'on suppose, par simplicité, que les facteurs de forme sont identiques pour le n et le Λ, l'augmentation de q dans le Λ^{o}_{β} doit pourtant y rendre la contribution des termes G plus importante que dans la radioactivité β du neutron. L'influence la plus grande vient alors du terme G_V, d'après le calcul du taux de transition w de la désintégration $B \to b + e^{-} + \overline{\nu}$ fait par Harrington[3] en supposant les facteurs de forme indépendants de q^2. La diminution de w, due à ce terme est $R_\Lambda\, G_V^2$ pour le Λ^{o}_{β} et $R_N\, G_V^2$ pour le $n \to p + e^{-} + \overline{\nu}$ et $\frac{R_\Lambda}{R_N} \sim 10^2$. Une correction de 1% pour le neutron amènerait par exemple un facteur 2 pour le Λ^{o}_{β}.

Ainsi ces facteurs de forme, négligeables dans la radioactivité β du noyau peuvent ne pas l'être dans le Λ^{o}_{β} ou le Σ^{-}. Cependant leur connaissance est encore trop peu avancée pour en tirer quelque chose de sûr.

Par ailleurs nous allons voir qu'il n'y a aucune raison de supposer que les constantes C_V et C_A soient les mêmes pour le n et le Λ^{o} ou le Σ^{-}, comme on le fait dans la théorie simplifiée.

(1) T.D. Lee - Proc. of the 1960 International Conférence of high energy physics of Rochester, p. 567.
(2) M. Goldberger et S.B. Treimann - Phys. Rev. *111*, 354, 1960
(3) D.R. Harrington - Phys. Rev. *120*, 1482, 1960.

d - Renormalisation des constantes C_V et C_A

L'interaction universelle de Fermi fait intervenir des particules libres mais on sait qu'il faut tenir compte des interactions fortes qui doivent modifier les constantes de couplages effectives.

Pour le neutron $C_V \sim g$; l'hypothèse de la conservation de la partie vectorielle du courant explique pourquoi la renormalisation due aux interactions fortes laisse g inchangé. Cependant le raisonnement s'appuie sur la conservation du spin isotopique et, en tant que tel, ne s'applique pas au Λ°. La renormalisation y a peut-être un effet non négligeable mais aucune théorie jusqu'à présent n'en prévoit l'ordre de grandeur. Supposer $C_V \sim g$ n'a de raison que celle de la simplicité.

Pour le neutron $|C_A| = 1{,}25\ g$ et il est à signaler que la formule de Goldberger-Treiman[1] relie avec succès (à 5% près) C_A à la vie moyenne du π^+ :

$$C_A = \frac{G_{NN\pi}\ F(m_\pi^2)}{m_p}$$

avec $m_p \sim m_n$: masse du nucléon

$G_{NN\pi}$: constante de couplage de l'interaction forte $NN\pi$

$F(m_n^2)$: amplitude de transition pour la désintégration $\pi \to \mu + \nu$ donnée par les relations suivantes :

matrice de transition $M = \langle 0 | j_\mu^A | \pi \rangle \ [\bar{U}_\mu \gamma_\mu (1+\gamma_5) \bar{u}_\nu]$

$$\langle 0 | j_\mu^A | \pi \rangle = q_\mu F(q^2)$$

q_μ = quadrimoment du π

$q^2 = m_\pi^2$

Cette formule, trouvée d'abord par la technique des relations de dispersion, peut être retrouvée en considérant le courant $\langle p | j_\mu^A | n \rangle$ de la radioactivité β, qui est une fonction analytique de q^2, carré du quadrimoment de transfert. On sait que cette fonction admet un pôle pour la valeur $q^2 = m_\pi$ correspondant au "graph" de Feynmann à un π intermédiaire (Fig. 4a). Elle admet ensuite une coupure à partir de la valeur $q^2 = 9\ m_\pi^2$ correspondant à l'état intermédiaire à 3π (Fig. 4b).

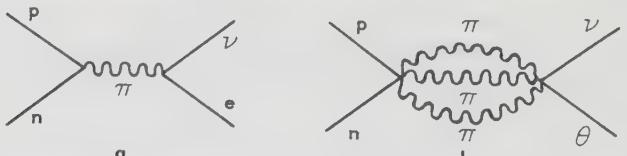


Fig. 4 : *"graphs" de Feynmann pour la désintégration* $n \to p + e^- + \bar{\nu}$

---

(1) M. Goldberger et S.B. Treiman Phys. Rev. *110*, 1178, 1958
Phys. Rev. *111*, 354, 1958

Si l'on admet qu'au voisinage de $q^2 \sim 0$, cette fonction analytique est dominée par la présence du pôle correspondant à $q^2 = m_\pi^2$, on peut alors relier C_A à la vie moyenne du π par la formule de Goldberger-Treimann. La même méthode peut être appliquée au $\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}$(1). $< p \mid j_\mu^\Lambda \mid \Lambda >$ est alors une fonction analytique admettant un pôle pour la valeur $q^2 = m_K^2$ (Fig. 5a) et une coupure à partir de la valeur $q^2 = (m_K + 2m_\pi)^2$ (Fig. 5b).

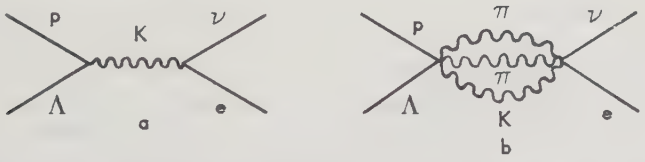


Fig. 5 - *"graphs" de Feynmann pour la désintégration* $\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}$

Si l'on suppose qu'au voisinage de $q^2 \sim (200\ \text{Mev})^2$, pour le Λ°_β, la fonction analytique est dominée par la présence du pôle $q^2 = m_K^2$ et que l'influence de la coupure à $q^2 \sim 2{,}3\ m_K^2$ n'intervient pas (on notera que cette hypothèse est à priori plus discutable que dans le cas de la radioactivité β du neutron:(fig.6), on obtient alors une formule identique à celle de Goldberger-Treimann. Si l'on compare $(C_A)_\Lambda$ et $(C_A)_n$ on a alors :

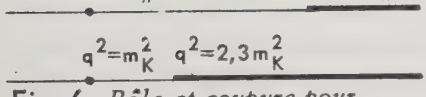


Fig. 6 - *Pôle et coupure pour* $n \to + e^- + \bar{\nu}$ *et* $\Lambda^\circ \to p + e^- + \bar{\nu}$

$$\frac{(C_A)_\Lambda}{(C_A)_n} = \frac{G_{\Lambda NK}}{G_{NN\pi}} \frac{m_p}{1/2(m_p + m_\Lambda)} \cdot \frac{F_\pi}{F_K}$$

F_π et F_K se calculent facilement et de façon identique avec le taux de transition τ pour les désintégrations π ou $K \to \mu + \nu$:

$$F^2_{\pi \text{ ou } K} = \tau_{\pi \text{ ou } K \to \mu + \nu} \left(\begin{array}{c} 1 + \dfrac{P_\mu}{E_\mu} \\ P_\mu^2 \left(1 - \dfrac{P_\mu}{E_\mu}\right) \end{array} \right)$$

Le calcul donne $\dfrac{(C_\Lambda)_\Lambda}{(C_A)_n} = 0{,}45 \dfrac{G_{\Lambda NK}}{G_{NN\pi}}$

$G_{\Lambda NK}$ est mal connu mais l'ordre de grandeur est $\dfrac{G^2_{\Lambda NK}}{G^2_{NN\pi}} \sim \dfrac{1}{15}$ ce qui donne $(C_A)_\Lambda = 0{,}12\ (C_A)_n = -0{,}14$ g.

Avec une telle valeur de C_A et une valeur $C_V \sim g$, le rapport de branchement du Λ_β proportionnel à $C_V^2 + 3C_A^2$ devient: $\rho \sim 1{,}6\% \cdot 1/4 = 0{,}4\%$ compatible avec la valeur expérimentale trouvée $\rho = (0{,}30 \pm 0{,}15)\%$.

(1) C. Albright - Phys. Rev. *114*, 1648, 1959
B. Sakita - Phys. Rev. *114*, 1650, 1959

Pour le Σ^-_β le taux de désintégration est également proportionnel à $C_V^2 + 3C_A^2$. Si $C_V \sim -C_A = g$ on obtient un rapport de branchement $\rho = 5{,}6\%$. Une expérience [1] a donné $\rho \sim 0{,}1\%$. On voit qu'il ne suffit pas d'admettre une renormalisation de C_A telle que $C_A \sim o$ mais aussi une renormalisation importante de C_V.

Ainsi des diverses possibilités qui peuvent faire diminuer les taux des désintégrations leptoniques du Λ° et du Σ^-, il est très possible que les renormalisations dues aux interactions fortes apportent l'effet principal. Un essai dans ce sens est donné par la formule de Goldberger-Treiman, mais jusqu'ici les méthodes de calcul des interactions fortes restent très discutables.

Il n'est pas impossible non plus que la constante universelle ou la forme de la théorie V, A ne soient pas valables pour les interactions faibles avec particules étranges.

3 - MESURES EXPERIMENTALES POSSIBLES SUR LE Λ°_β

La solution des problèmes soulevés ici s'éclairera peut-être dans un avenir prochain par de futures expériences. Il serait intéressant de voir, à ce propos, ce qu'une statistique conséquente de Λ°_β permettrait d'atteindre.

Les formules complètes de désintégration du Λ°_β sont données dans une théorie de courants V, A soit avec tous les facteurs de forme [2] soit avec uniquement les constantes C_V et C_A [3].

En particulier, avec les seules constantes C_V et C_A, la distribution en moment et angle de l'électron, en négligeant l'énergie cinétique du proton en première approximation, est donnée par des formules similaires à celles de la désintégration du neutron :

$$\omega \, dp \, d\Omega_e \, d\Omega_\nu = h \, |C|^2 \, p^2 \, (E_{max} - E)^2 \, dp \, d\Omega_e \, d\Omega_\nu \, [1 + a \, p/E \cos\theta_{e\nu} + \vec{P} \, (A\frac{\vec{p}}{E} + B\frac{\vec{q}}{q} + D\frac{\vec{p}}{E}\Lambda\frac{\vec{q}}{q})]$$

p, E : moment et énergie de l'électron
q : moment du neutrino
$\vec{P}$: polarisation du Λ° $(0 < P < 1)$
h : constante numérique.

---

(1) Réf. p.85 - note 1
(2) D.R. Harrington - Phys. Rev. *120*, 1482, 1960
(3) V.M. Shekter - Sov. Phys. JETP, *35*, 316, 1959

$|C|^2$ a, A, B, D:constantes dépendant de C_V et C_A et ayant les formes suivantes :

pour le taux de transition : $|C|^2 = |C_V|^2 + 3|C_A|^2$

pour la corrélation $e^- \nu$: $a = \dfrac{|C_V|^2 - |C_A|^2}{|C|^2}$

pour l'asymétrie de l'électron (terme en $\vec{P}.\vec{p}$) $A = \dfrac{-2|C_A|^2 - 2R_e\, C_V\, C_A^*}{|C|^2}$

pour l'asymétrie du ν (terme en $\vec{p}.\vec{q}$) $B = \dfrac{2|C_A|^2 - 2R_e\, C_V\, C_A^*}{|C|^2}$

pour la non invariance par rapport à T $D = i\dfrac{C_V\, C_A^* - C_A\, C_V^*}{|C|^2}$

La corrélation $e\nu$ permet de connaître $\dfrac{|C_V|}{|C_A|}$, les termes A ou B qui nécessitent des Λ° polarisés permettent de connaître le signe de C_A par rapport à celui de C_V.

Le spectre en moment de l'électron est donné par le terme $p^2 (E_{max} - E)^2$ dû à la densité de l'électron dans l'espace de phase. Il varie peu avec l'introduction d'autres facteurs de forme.

Le paramètre a peut être relié au spectre en énergie des protons comme on le voit d'après la Figure 7.

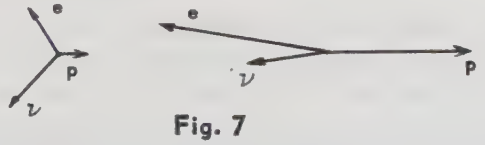


Fig. 7

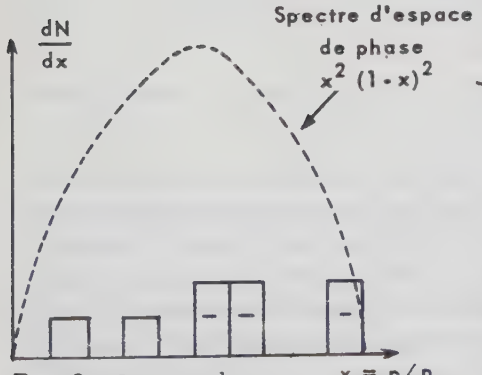


Fig. 8 - *Spectre des électrons*

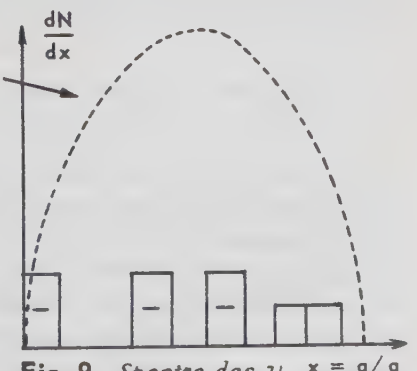
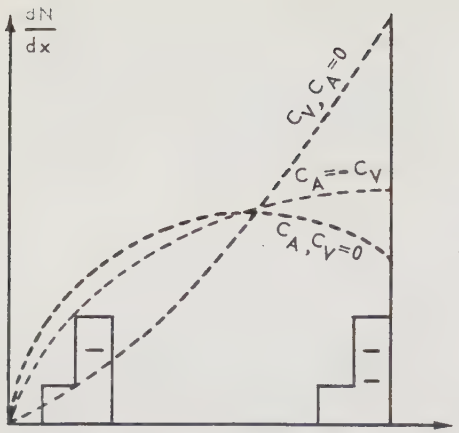


Fig. 9 - *Spectre des* ν



La largeur d'un carré est à peu près proportionnelle à l'erreur de mesure.

Fig. 10 - *Spectre des protons*

A titre purement indicatif nous avons reporté dans les figures 8, 9, 10, les mesures des 8 Λ°_{β} pour les différents spectres. Il est à souhaiter qu'une statistique meilleure permettra dans l'avenir de pouvoir tirer des conclusions sur la forme des spectres et sur la mesure des coefficients A, B, D. En particulier, s'il était vrai que la renormalisation des constantes de couplage amène une constante C_A très faible par rapport à C_V, la corrélation e-ν ou le spectre des protons devrait donner dans les conditions de cette expérience une réponse sûre (cf. Fig. 10).

CONCLUSION

Après ce résumé des connaissances théoriques sur les interactions faibles, il apparait nettement que si une théorie simple et générale semble bien s'appliquer aux interactions sans particules étranges, cette même théorie n'est pas aussi universelle qu'on a pu le croire d'abord, et doit être modifiée pour les interactions avec changement d'étrangeté.

Le faible taux trouvé ici pour le Λ°_{β} est l'une des raisons essentielles dubesoin de cette modification.

Beaucoup de questions restent sans réponse et si les problèmes sont compliqués par le fait de l'influence des interactions fortes, qui sont inconnues, cependant la connaissance des interactions faibles des particules étranges devrait s'enrichir par de futures expériences, en particulier sur tous les modes possibles de désintégrations leptoniques, et sur la mesure des différents paramètres des interactions faibles.

CONCLUSION GENERALE

L'objet de ce travail a été essentiellement la recherche de désintégrations leptoniques des Λ° et des Σ^-, dans une chambre à bulles à liquide lourd. A notre connaissance, c'est la première fois qu'une telle recherche est ainsi faite.

Par rapport à 2000 $\Lambda^\circ \to p + \pi^-$, il a été trouvé 8 $\Lambda^\circ \to p + e^- + \overline{\nu}$ et aucun $\Lambda^\circ \to p + \mu^- + \overline{\nu}$.

Par rapport à 250 $\Sigma^- \to n + \pi^-$, il n'a été trouvé aucun $\Sigma^- \to n + \begin{cases} e^- \\ \mu^- \end{cases} + \overline{\nu}$

Les Λ°_β et Σ_β sont reconnus par l'identification directe et visuelle des électrons, due aux qualités du liquide lourd. La méthode utilisée, applicable au dépouillement, donne une probabilité d'identification de 85% pour le Λ°_β.

L'identification des Λ°_μ ou Σ^-_μ est basée sur les μ^- qui s'arrêtent et se désintègrent en électrons dans le liquide. Malheureusement, le fond de $\Lambda^\circ \to p + \pi^-_{\hookrightarrow \mu^- \to e^-}$ ou de $\Sigma^- \to n + \pi^-_{\hookrightarrow \mu^- \to e^-}$ rend cette recherche difficile et la probabilité d'identification du Λ°_μ a été estimée dans notre cas à 15%.

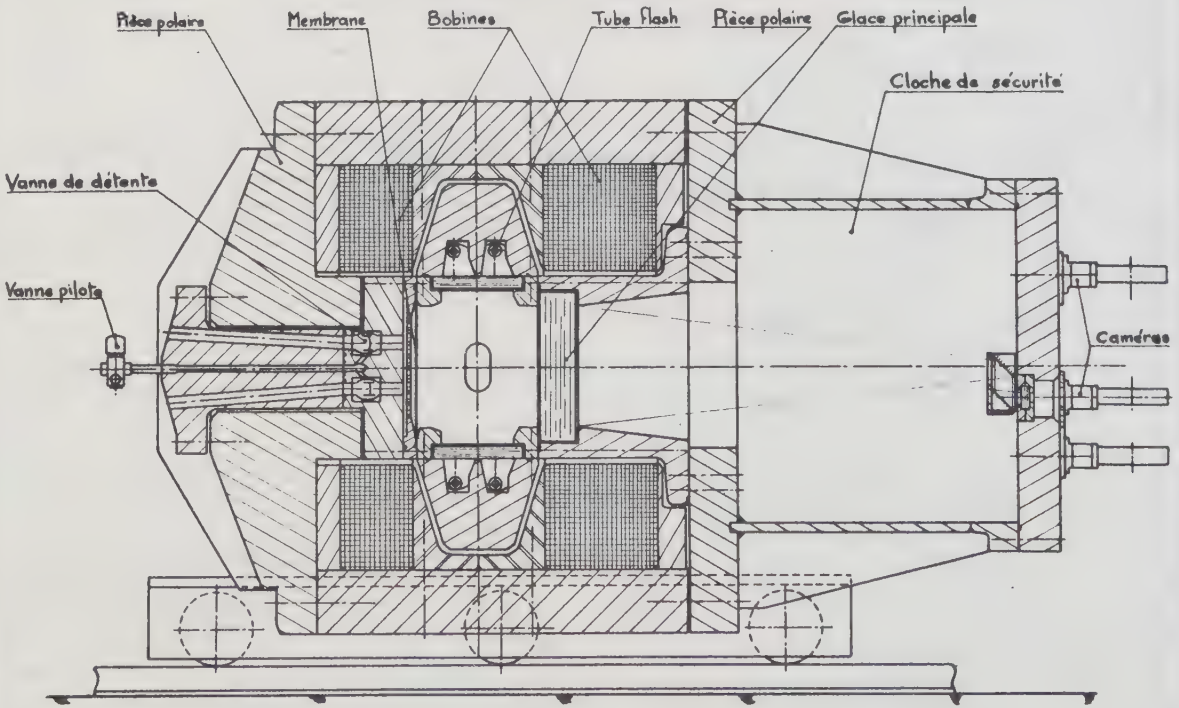
Ce travail permet de rejeter définitivement pour le Λ°_β et le Σ^-_β les rapports de branchement théoriques de 1,6% et 5,6% tirés de l'extension aux désintégrations des particules étranges de la théorie V-A des interactions faibles. Les rapports expérimentaux sont beaucoup plus petits. Les 8 Λ°_β identifiés permettent de mesurer ce rapport pour le Λ°_β :

$$\rho = \left(0{,}30^{+0{,}15}_{-0{,}12}\right) \ \%$$

Dans le cadre d'une interaction universelle de type V-A, ce faible taux tire peut-être son origine de la renormalisation des constantes de couplages par les interactions fortes. Ces dernières sont cependant encore trop peu connues pour pouvoir affirmer avec certitude cette hypothèse.

D'autres informations expérimentales s'avèrent nécessaires pour pouvoir éclaircir le problème. Les faibles taux de ces désintégrations font de la chambre à bulles à liquides lourds l'un des instruments les mieux adaptés à ce genre d'études ; par ailleurs le nombre de Λ° ou Σ peut être considérablement augmenté si l'on utilise des faisceaux de K^- et une statistique importante de Λ°_β par exemple pourrait être assez facilement obtenue auprès du synchrotron du CERN.

PLANCHES



_BP3_ Chambre à bulles à propane et fréon de 300 litres _

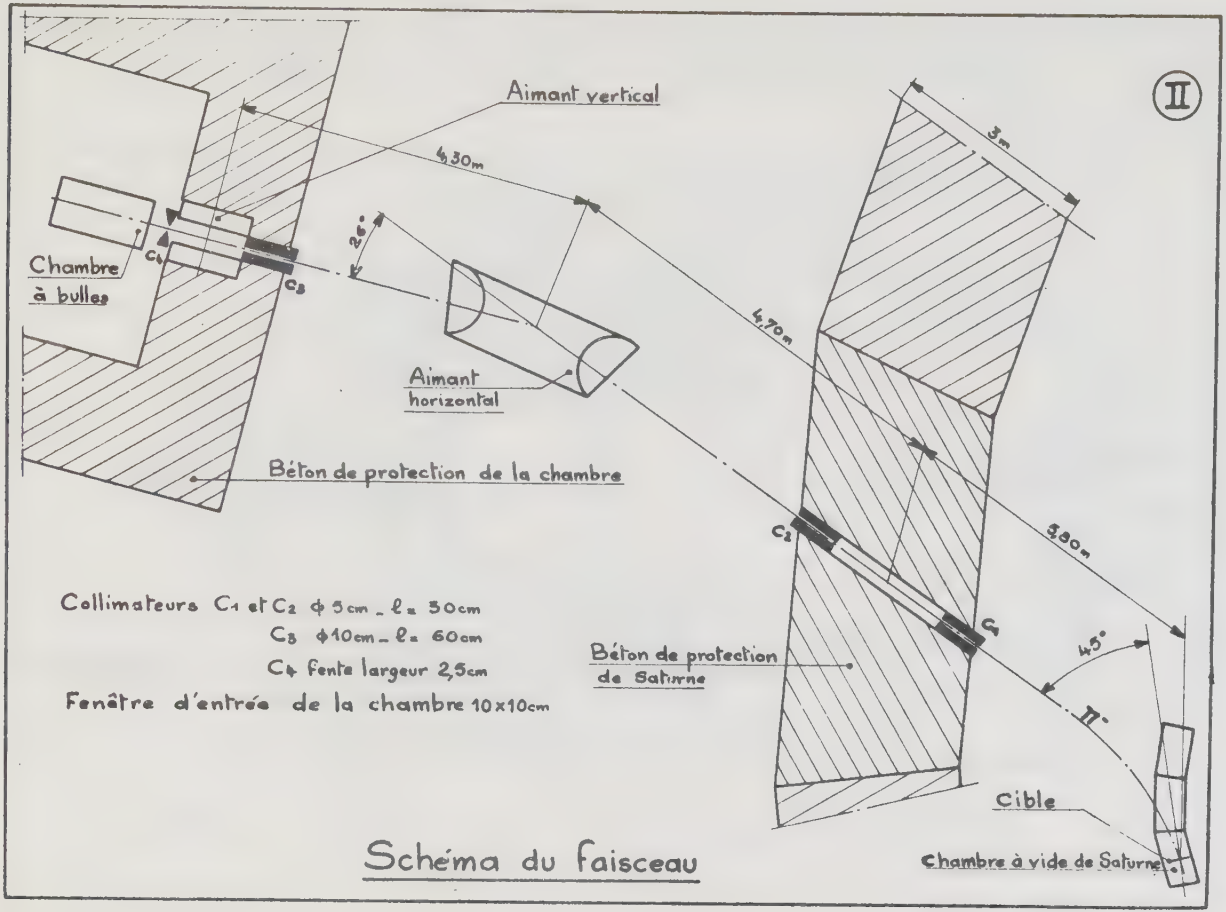
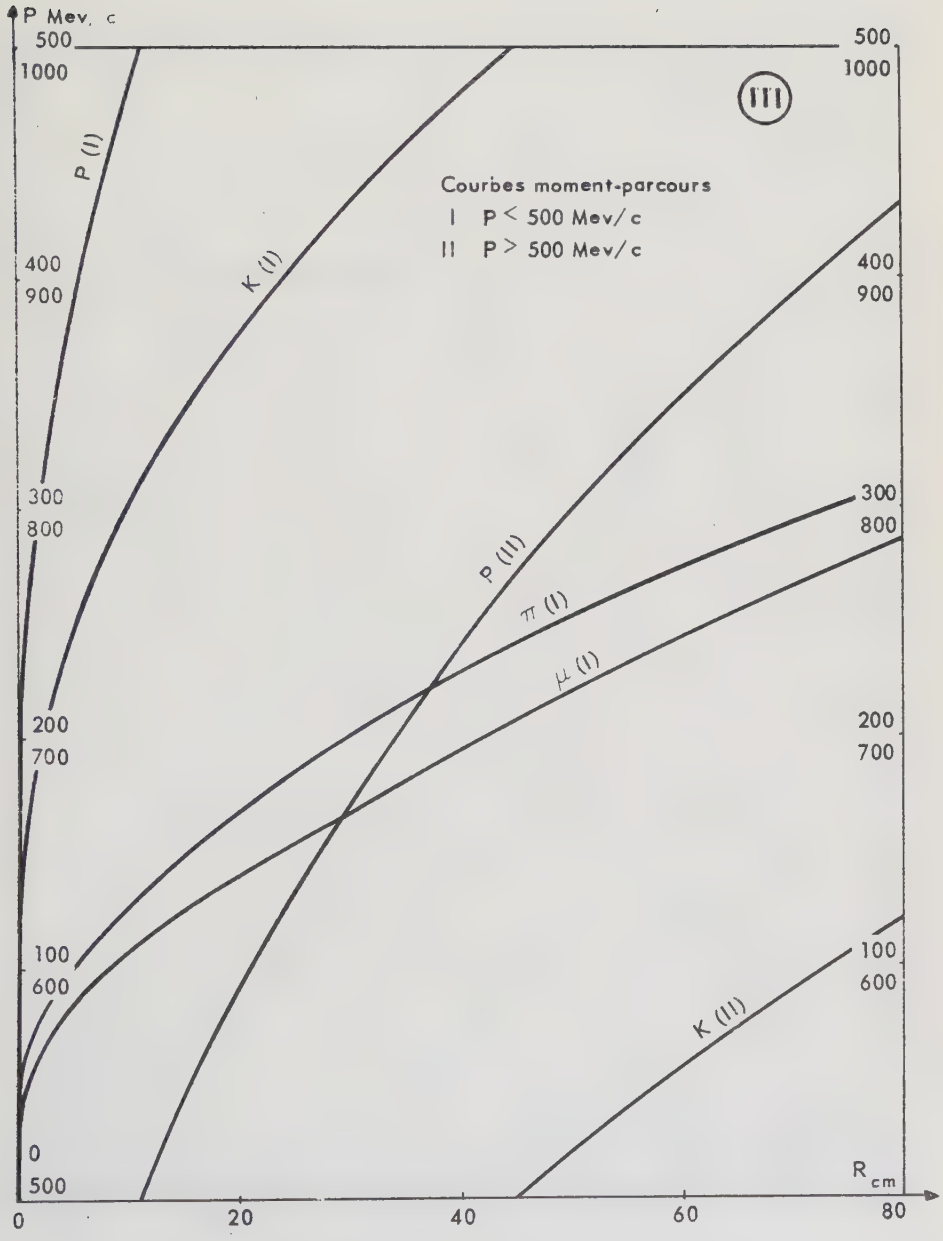
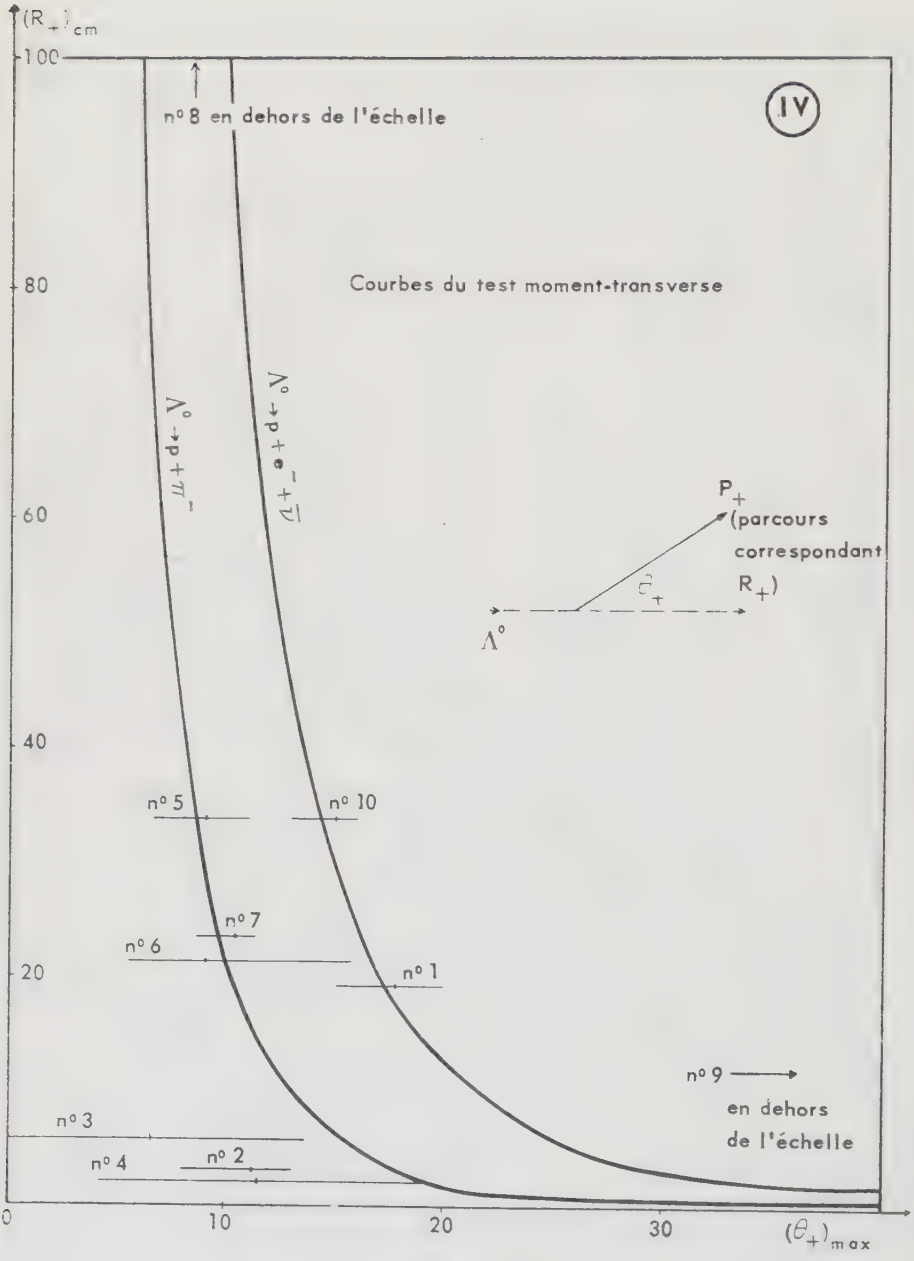
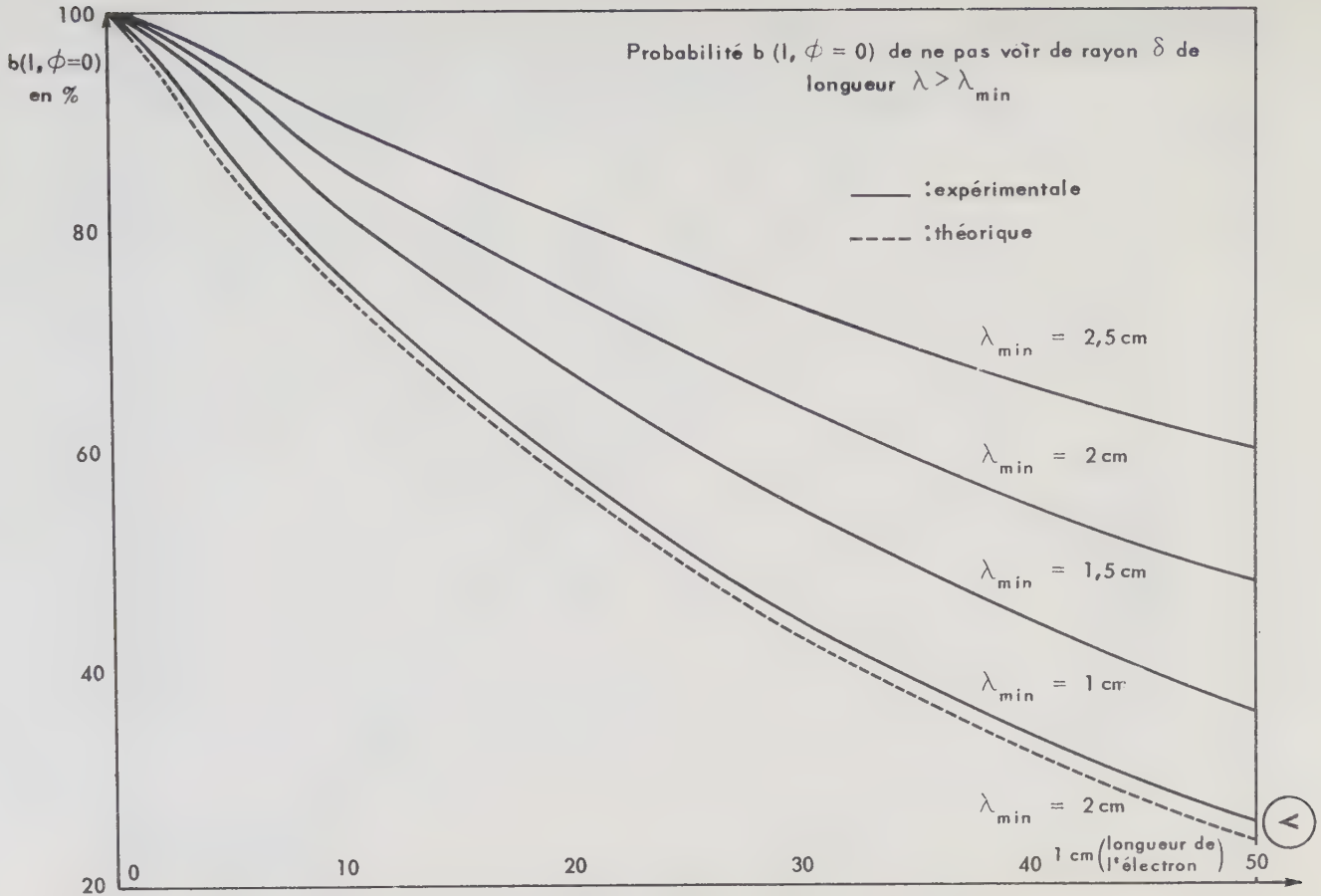


Schéma du faisceau


P Mev. c
500
1000
400
900
300
800
200
700
100
600
0
500
500
1000
400
900
300
800
200
700
100
600
III
Courbes moment-parcours
I P < 500 Mev/c
II P > 500 Mev/c
P (I)
K (I)
P (II)
π (I)
μ (I)
K (II)
R cm
0
20
40
60
80

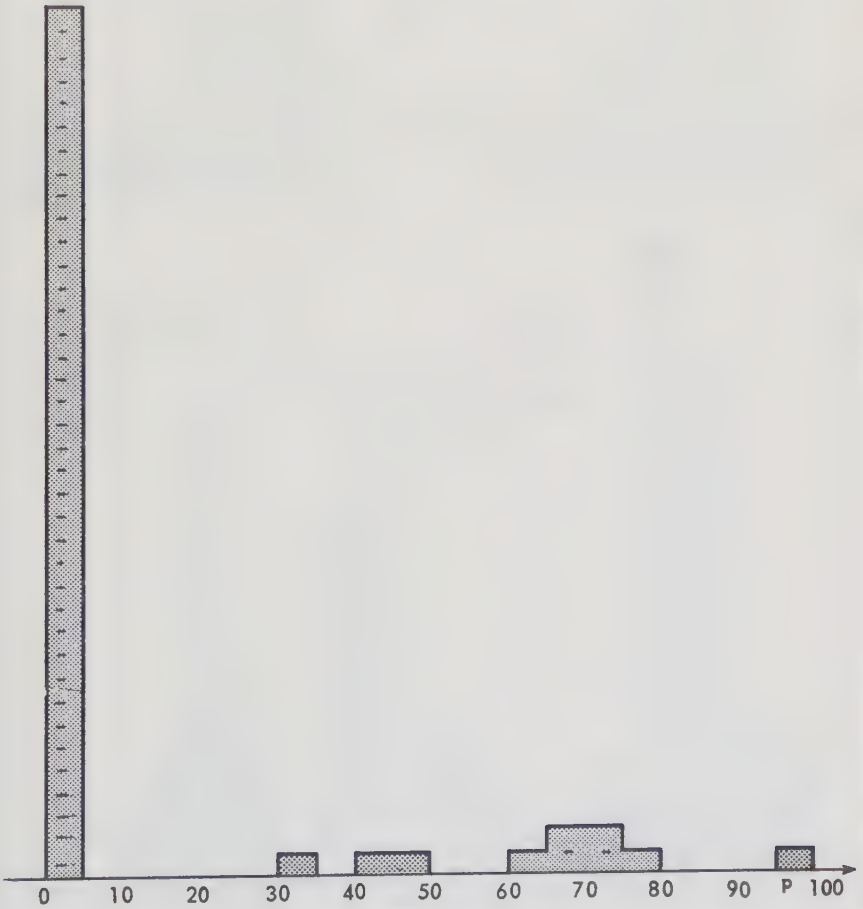

$(R_+)_{cm}$
100
80
60
40
20
0
10
20
30
$(\theta_+)_{max}$
IV
n° 8 en dehors de l'échelle
Courbes du test moment-transverse
$\Lambda^\circ \to p + \pi^-$
$\bar{\Lambda}^\circ \to \bar{p} + \pi^+$
P_+
(parcours correspondant R_+)
θ_+
Λ°
n° 5
n° 10
n° 7
n° 6
n° 1
n° 9
en dehors de l'échelle
n° 3
n° 4
n° 2

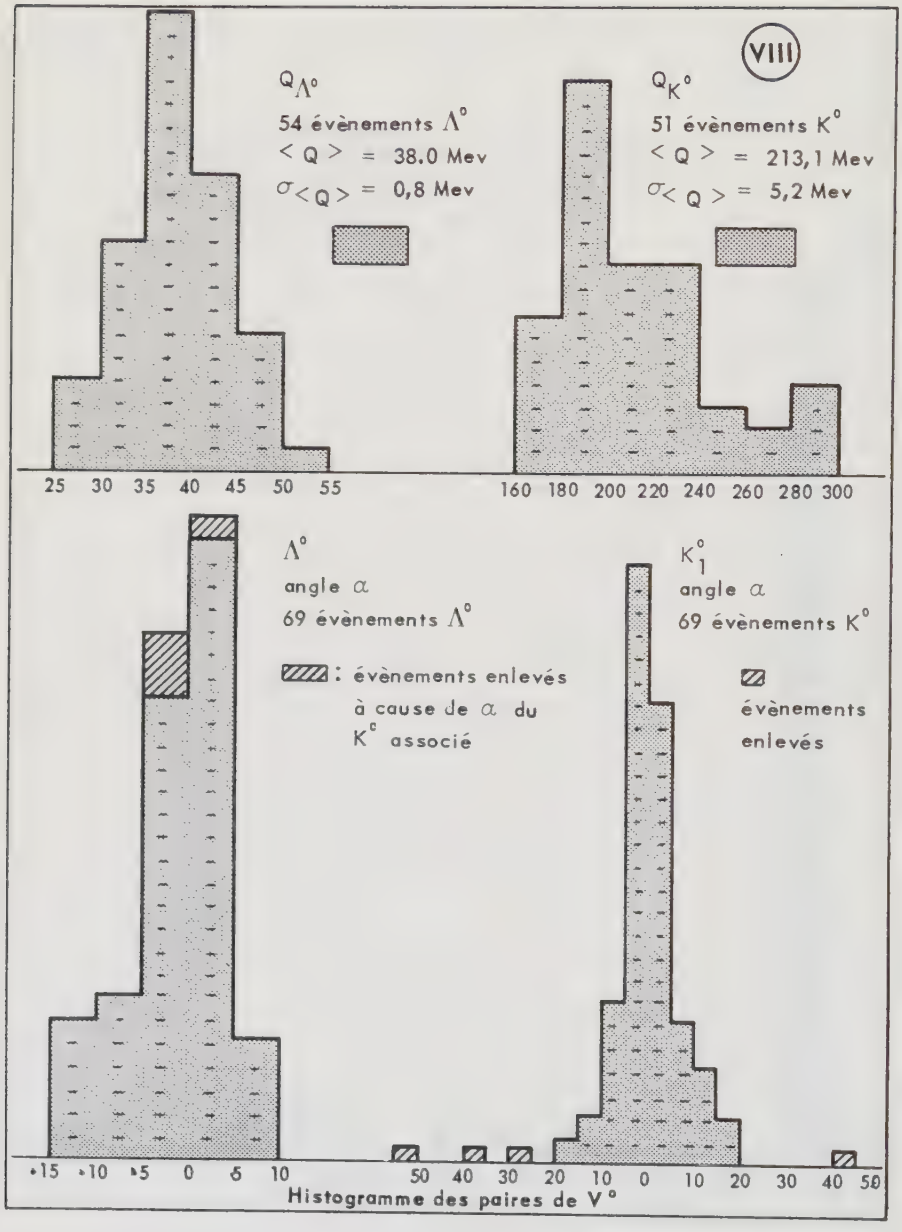

Probabilité b (l, ϕ = 0) de ne pas voir de rayon δ de longueur $\lambda > \lambda_{min}$
b(l, ϕ=0) en %
100
80
60
40
20
0
10
20
30
40
50
1 cm (longueur de l'électron)
: expérimentale
: théorique
λ_{min} = 2,5 cm
λ_{min} = 2 cm
λ_{min} = 1,5 cm
λ_{min} = 1 cm
λ_{min} = 2 cm

VI
Probabilité a pour qu'un électron de moment p
ait un rayon vecteur maximum $L_{max} > L$
(angle $\phi = 0$)
(L_{cm})
P = 200 Mev. c
P = 180 Mev/c
P = 120 Mev/c
P = 85 Mev/c
a (L) en %
100
75
50
25
0
10
20
30
40

VII

Nombre de Λ_β ayant une probabilité p de ne pas être reconnu (48 évènements)



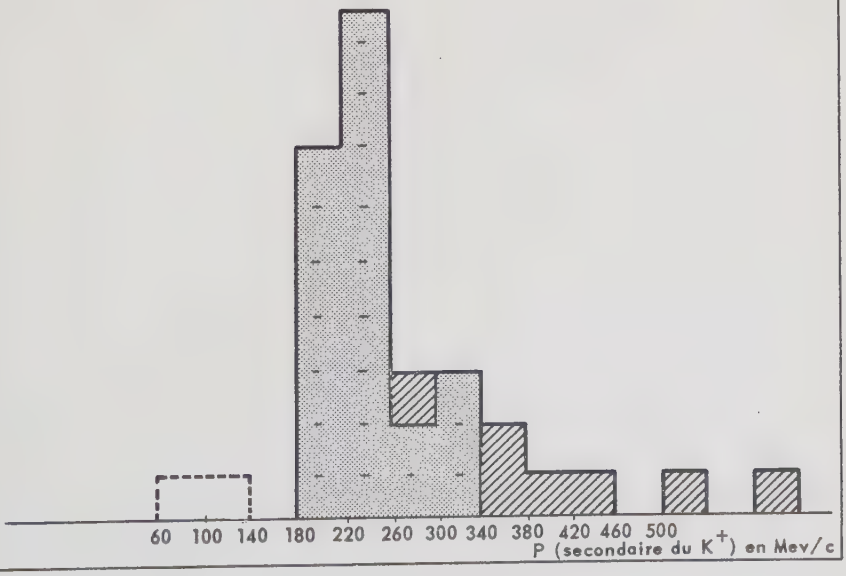

VIII
Q_{Λ°
54 évènements Λ°
$< Q > = 38.0$ Mev
$\sigma_{< Q >} = 0,8$ Mev
Q_{K°
51 évènements K°
$< Q > = 213,1$ Mev
$\sigma_{< Q >} = 5,2$ Mev
25 30 35 40 45 50 55
160 180 200 220 240 260 280 300
Λ°
angle α
69 évènements Λ°
: évènements enlevés à cause de α du K° associé
K°_1
angle α
69 évènements K°
évènements enlevés
+15 +10 +5 0 5 10
50 40 30 20 10 0 10 20 30 40 50
Histogramme des paires de V°

IX

Histogramme des moments des secondaires des évènements K^+ (33 évènements).

Evènements rejetés à la présélection

Evènements rejetés par la "1ère méthode"



REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ici ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur Leprince-Ringuet qui m'a accueilli comme jeune chercheur dans son laboratoire. La clarté avec laquelle il a fait évoluer la ligne et la conception de la recherche ainsi que la vie scientifique qu'il a su donner à son laboratoire ont grandement contribué à la réalisation de ce travail.

C'est ensuite à Monsieur André Lagarrigue que vont mes plus chaleureux remerciements. C'est grâce à son impulsion de tous les jours que le travail collectif autour de la technique des chambres à bulles à liquides lourds a pu porter ses fruits. Il a su me guider dans mes différents travaux, les a suivis de près et m'a donné plus d'une fois des conseils clairvoyants.

Ce travail n'aurait pu évidemment voir le jour sans la mise au point de toute une technique de base qui a nécessité la participation de nombreuses personnes. Monsieur André Rousset a pris de grandes responsabilités dans la construction de la chambre, avec l'aide en particulier de MM. Lucien Bronicki, Michel Grand, André Duranton, Paul Quéru et Lucien Carlino pour la conception et la réalisation des plans, et de MM. Maurice Reposeur et Henri Querel pour la mise au point de pièces mécaniques et le montage de l'ensemble. Monsieur Pierre Rançon s'est chargé de la construction du dispositif électronique ; MM. Michel Bloch et André Bressy se sont occupés directement de l'aimant de la chambre et de la mise en place du faisceau, M. Paolo Mittner de la réalisation des projecteurs, dessinés au laboratoire par M. Daniel Marchand. M. Charles d'Andlau a construit l'appareil de mesures, MM. James Hennessy et P. Mittner se sont chargés de la mise au point des différents programmes pour calculateur Bull, ainsi que M. Pierre Bellières.

Envers tous je sais quelle est ma dette.

Je remercie vivement M.P. Mittner pour l'intérêt qu'il a porté à cette expérience et surtout Madame Violette Brisson et M. Bernard Aubert pour la part active qu'ils ont prise dans la réalisation de ce travail et dans l'analyse des résultats.

Mes remerciements vont à Madame Inès Andreu, à Mlles Madeleine Ducros, Marcelle Leplé, à MM. Henri Marrel, Georges Simon et Georges Lantin pour le dépouillement des photos, à Mlles Françoise Hemeury, Jeanine Martin, à M. Paul Samack pour la mesure des évènements, et en particulier à Mlles Adeline Krieg pour l'organisation des mesures, Marie-José Barrat pour la mise en ordre des résultats, Madeleine Ducros pour la réalisation de nombreux calculs et Hélène Noir pour la dactylographie et la mise en page de ce texte.

Je suis très reconnaissant à MM. Louis Michel, Bernard d'Espagnat, Jacques Prentki et Charles Bouchiat pour les éclaircissements qu'ils m'ont donnés sur des questions théoriques en relation avec ce travail.

La prise des photos à Saclay a été rendue possible par le Commissariat à l'Energie Atomique et par l'ensemble du personnel du département Saturne dirigé par Monsieur Maillet, en particulier par les services de MM. Levy-Mandel et Stickel. La réalisation des programmes de mesures et l'emploi d'un calculateur ont été facilités par la Compagnie Bull. A tous vont mes remerciements.

Ce travail n'a pu également être effectué que grâce à une allocation de recherches du Centre National de la Recherche Scientifique auquel je suis très reconnaissant.

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

PREMIERE PARTIE : TECHNIQUE EXPERIMENTALE DE BASE

CHAPITRE I - Prise des photos 5
- II - Dépouillement des photos 9
- III - Technique de mesures des évènements - Erreurs de mesure 12

DEUXIEME PARTIE : RAPPORT DE BRANCHEMENT DU Λ°_{β}

CHAPITRE VI - Identification "directe" du Λ°_{β} - Position du problème 22
- V - Recherche des Λ°_{β} 31
- VI - Probabilité d'identification des électrons 51
- VII - Détermination du nombre total de Λ° - Rapport de branchement du Λ°_{β} 63

TROISIEME PARTIE : RECHERCHE DES $\Lambda^{\circ} \rightarrow p + \mu^{-} + \overline{\nu}$ ET DES $\Sigma^{-} \rightarrow n + e^{-} + \overline{\nu}$

CHAPITRE VIII - Recherche des $\Lambda^{\circ} \rightarrow p + \mu^{-} + \overline{\nu}$ 73
- IX - Recherche des désintégrations leptoniques des Σ^{-} 82

QUATRIEME PARTIE : APERÇUS THEORIQUES SUR LES INTERACTIONS FAIBLES

CHAPITRE X - Interactions faibles sans particules étranges 89
XI - Interactions faibles avec particules étranges Conclusion pour les Λ°_{β} 95

CONCLUSIONS 105

PLANCHES 107

REMERCIEMENTS 119

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

"Règles de sélection appliquées aux résonances des particules élémentaires"

Vu et approuvé :

Paris, le 17 mai 1962

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE

Imprimerie S A M A C E T A
92, rue de Richelieu - PARIS 2e